
ملخص بالديناميكا الحرارية
ضيف الله العيادي


ضيف الله العيادي

المقدمة

يُعد علم الديناميكا الحرارية من العلوم الفيزيائية التجريبية فلقد وُلد هذا العلم في المختبر ، و كان مكان ولادته أوروبا .
النهضة الصناعية التي حدثت في القرن السابع عشر هناك كانت السبب في ولادة هذا العلم و الاعتماد على الأجهزة البخارية، و مسح بقع الظلام و إنارة العالم بشمس معرفة جديدة.
عادةً كل الظواهر الفيزيائية يجتهد على تفسيرها علماء الفيزياء و علماء علم الفلسفة و من ثم يفترضون الفرضيات و النظريات الرياضية لها و من ثم يجربون نظرياتهم و قوانينهم على أرض الواقع لحين الثبوت على الصيغة الأمثل المفسرة لظاهرة معينة و هذا هو ما يُسمى بالفيزياء النظرية.
لكن علم الديناميكا الحرارية اختلف عن باقي العلوم بأن فرضياته فُسرت و تم العمل عليها و تجريبها و من ثم وُضعت قوانين هذا العلم .
الجدير بالذكر أن كل معادلات الديناميكا الحرارية التي تنطبق على أرض الواقع لا تعتمد على الوقت.
و لقد وضعنا هنا نبذة عن مادة الديناميكا الحرارية تُساعد كل طالب قبل الامتحان و تكون خير مساعد و مرشد ، وبها جانب من التشويق و التنظيم والتركيز على أهم المواضيع.

و الله ولي التوفيق
ضيف الله العيادي

الإهداء

إلى الرجل الذي جاهد طوال حياته ليجعلنا ننعم بأفضل حياة، و أبى أن يكون له مُعينٌ في دربه سوى الله عز و جل .

إليك يا أبي يا من فهمت مبتغاك بعد رحيلك، يا أيها الذي أفهمتني عظمة الصفح عند المقدرة في حياتك و في مماتك ، يا من أورثتني أعظم الأشياء في الحياة " مخافة الله و التسامح و السمعة الطيبة".

أتذكر الآن كل أيام شقائك و تعبك و أدرك همك و أبشرك أننا نسير على دربك.

فليتغمدك الله برحمته، اللهم آمين.

هذا الكتاب عن روح والدي
الحاج المرحوم محمد خير ضيف الله العيادي

أجر هذا الكتاب إن استفدت منه عزيزي القارىء
دعوة لي و لوالدي بظهر الغيب
و أتمنى أن تقرأ الفاتحة لوالدي
و جزاكم و جزانا الله خيراً .

المحتويات

الفصل الثالث : نظرية الحركة للغاز

- نوعية الجزيئات للغاز المثالي
- الحرارة النوعية لجزيء الغاز المثالي
- العملية المانعة للحرارة للغاز المثالي
- التقسيم المتعادل للطاقة
- قانون بولتزمان للتوزيع
- قانون ماكسويل- بولتزمان للتوزيع
- المسار الرئيسي الحر

الفصل الرابع: المحركات الحرارية وقانون الديناميكا الحرارية الثاني

- المحركات الحرارية و قانون الديناميكا الحرارية الثاني
- لماذا تُوضع الأجسام المثالية بالفيزياء و تُدرس؟
- محرك "كارنت"
- الأنتروبيا
- الأنتروبيا و نشأة الكون

المراجع:

الفصل الأول 1

- درجة الحرارة Temperature

هنالك لبس كبير بين مصطلح درجة الحرارة و الحرارة و هنالك فرق بينهما سنبينه لاحقاً، و الغريب أنه يتبادر لذهن الكثير الجو الساخن عند سماع كلمة "درجة الحرارة".

درجة الحرارة:هي معدل درجة البرودة أو السخونة للمحيط[1] الذي يجاور الجسم.

و نستنتج من تعريف درجة الحرارة يمكن أن تعبر عن جو حار (ساخن) و بنفس الوقت ممكن أن تعبر عن جو بارد.

1 المحيط هو الإطار أو الحدود التي تَحُد الجسم

مقاييس درجة الحرارة -1- The Temperature Scale

تُقاس درجة الحرارة بعدة أنواع من الوحد حالها حال أي كمية فيزيائية و سندرس هنا أهم و أشهر ثلاثة وحد.

1. السيليسيوس Celsius
2. الكلفن Kelvin
3. الفهرنهايت Fehrenheit

ملاحظة

مقياس السيليسيوس هو المقياس الأكثر استخداماً في حياتنا اليومية
أما مقياس الكلفن فهو المقياس الأكثر استخداماً في قوانين الديناميكا الحرارية و حساب درجة حرارة الأجرام السماوية

1- مقياس السيليسيوس

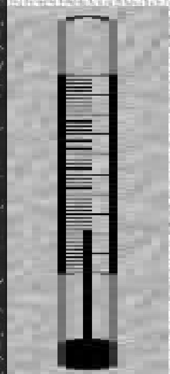
الرمز المستخدم لهذا المقياس هو (°C) و أهم الدرجات في هذا المقياس هي

- درجة الصفر (0°C) و هي درجة الصفر المئوية و عندها يتحول بها الماء إلى جليد و نسميها درجة التجمد
- درجة المئة (100°C) و هي درجة المئة المئوية و عندها يتحول الماء إلى بخار و نسميها درجة التبخر

2- مقياس الكلفن Kelvin Scale

لحساب درجة الحرارة بدرجة الكلفن فإننا نستخدم جهاز

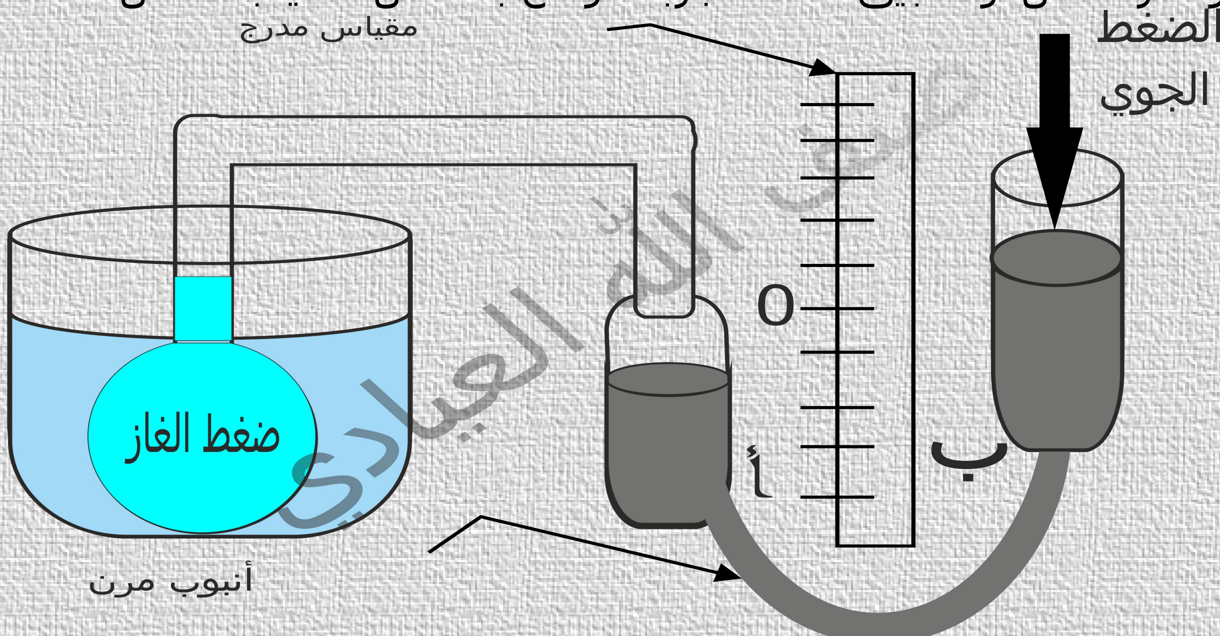
يُدعى بالثيرموميتر كما هو واضح بالرسم المجاور.



ملاحظة

كيف بدأت قصة الكلفن؟!!

فكرة هذا المقياس بدأت باستخدام على قوانين الضغط الفيزيائية و بالأخص (قانون باسكال)، وفكرة التباين في الضغط.
و فكرة عمل أو تطبيق هذه التجربة موضح بالشكل الذي بالأسفل.



- الشكل 1.1.1 -

سأشرح فكرة هذه التجربة بطريقة بسيطة حتى تعلق في الأذهان بسرعة.

كما هو موضح بالشكل (1.1.1) فإننا نضع غاز في دورق محدود الحجم و ثبت حجمه(اللون الأخضر) و دورق الغاز متصل مع أنبوب على شكل U و هذا الأنبوب مفتوح من الأعلى و يحوي في داخله زئبق ، فيبدأ تأثير الضغط الجوي على الأنبوب المفتوح فيضغط الزئبق و يحركه باتجاه الغاز المحصور فينضغط الغاز.
أما اللون الأزرق الذي يحيط دورق الغاز ما هو إلا حمام مائي ، مرةً نجعله حمام بارد (ثلج) و مرةً حمام ساخن (ماء درجة حرارته عند درجة الغليان) .
والآن بعد أن انضغط الغاز بفعل ضغط الزئبق نغير حمامه من حمام بارد إلى حمام ساخن، فيتمدد الغاز و يحرك الزئبق بالاتجاه المعاكس.
و بتكرار العملية سيظل الغاز يتمدد و يتقلص إلى أن يثبت و بثابته سيثبت الزئبق عند مقدار معين نقيسه بالمدراج كما هو موضح بالشكل (1.1.1) ومن حسابنا لقيمة الضغط نستطيع أن نحسب قيمة درجة حرارة الغاز.
ود رجة الحرارة هذه نسميها (درجة الحرارة المطلقى عند حجم ثابت) و لهذا أيضاً نسمي مقياس الكلفن ب (درجة الحرارة المطلقى عند حجم ثابت).

– هذه الحقيقة يجب أن يعرفها كل فيزيائي ، و هذا هو الفرق بين أهل الفيزياء و أهل الرياضيات ، فالفيزيائي يُفسر الظواهر الطبيعية باستخدام الصيغ الرياضية و لولا الجانب المنطقي و الفلسفي لما وُلدت هذه الصيغ الرياضية.
و رمز درجة الكلفن هو (K̊)

3- مقياس الفهرنهايت Fahrenheit Scale
و هذا مقياس آخر من مقاييس درجة الحرارة ربما هو أقل استخداماً من مقياس السيليسيوس و الكلفن .
و رمز هذا المقياس هو (F̊)

هـذه المقـاييس الثلاث أوضـحنا أنهـا تُسـتخدم لقيـاس درجـات الحرارة و يُرمز لكل درجة حرارة مقاسه بهذا المقاييس كما يلي

- درجة الحرارة بالسيليسيوس T_C
- درجة الحرارة بالكلفن T_K
- درجة الحرارة بالفهرنهايت T_F

فـي عـالم الفيزيـاء و الحيـاة العمليـة دائمـاً نعمـد لإيجـاد شـيء مرجعي بين الأشياء التي ترتبط فيما بينها بعلاقات معينة.
و المهم أن هـذا الشـيء الـذي نثبتـه كمرجـع ليـس بالضـرورة أن يكون هو المرجع الثابت و لكن من مبدأ الاحتياج البشري له فـإنه يُوضع.
و لا نريد أن نخوض حرباً كقصة (البيضة و الدجاجة) .
لذلك عندما نربط بين القياسات الثلاث سنجعل القياس المرجعي لنا هو " السيليسيوس " .

– العلاقة الرياضية بين المقاييس الثلاث

كما ذكرنا سابقاً بأننا سنجعل مقياس السيليسيوس هو المرجع و المقياس الذي يربط بين جميع المقاييس لذلك سنضع العلاقات التي تربط درجة الحرارة بمقياس السيليسيوس مع باقي المقاييس

$T_C = T_K - 237.15$ 1.1.1

$T_F = \{\frac{9}{5}\} T_C + 23F$ 1.1.2

و من المعادلتين 1 و 2 نستطيع أن نستنتج العلاقة بين درجة الحرارة المُقاسة بالكلفن مع درجة الحرارة المقاسة بالفهرنهايت.

$T_K = (\frac{5}{9})(T_F - 23F) + 237.15$ 1.1.3

و الآن نستطيع أن نحسب العلاقة بين التغير في درجة الحرارة لكل المقاييس.

$\Delta T_C = T_{C2} - T_{C1}$ 1.1.4

.... 1.1.5

$\Delta T_C = (T_{K2} - 237.15) - (T_{K1} - 237.15)$

$\Delta T_C = T_{K2} - T_{K1} = \Delta T_K$ 1.1.6

$\Delta T_F = T_{F2} - T_{F1}$ 1.1.7

1.1.8 ....

$$\Delta T_F = (\frac{9}{5} T_{C2} + 23) - (\frac{9}{5} T_{C1} + 23)$$

$\Delta T_F = \frac{9}{5}(T_{C2} - T_{C1})$ 1.1.9

$\Delta T_F = \frac{9}{5}(\Delta T_C)$ 1.1.10

و من المعـادلتين(1.1.10) و (1.1.6) نسـتطيع أن نسـتنتج ما يلي

$\Delta T_C = \Delta T_K = \frac{5}{9} \Delta T_F$ 1.1.11

التمدد الحراري للمواد الصلبة و السائلة 2

التمدد ينتج عادةً جراء الزيادة في درجة الحرارة فعندما تزداد درجة الحرارة تتمدد المـواد و عنـدما تتنـاقص درجـة الحـرارة فـإن المـادة تتعرض لتقلص أو إنضغاط.

يُوجد حالات خاصة لبعض المواد و فيها عند زيـادة درجـة الحـرارة فـإن المواد تتقلص و عند تناقص درجة الحرارة فإن المواد تتمدد.
نحن لن نُفَّصل هذه الحالات الخاصة لأنها تُعطى بمراحل متقدمة.

و في هذه المراجعة سوف نتحدث عن حالتين من التمدد
1. التمدد الحجمي
2. التمدد الطولي

– التمدد الحجمي
و يحدث هـذا التمـدد عنـدما يحـدث تزايـد بدرجـة الحـرارة ، فيتمـدد حجم المادة و العلاقة الرياضية لهذا التمدد تُعطى كمايلي.

$$\beta=\frac{(\Delta V/V_i)}{(\Delta T)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1.2.1$$

$$\Delta V=\beta \Delta T V_i \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1.2.2$$

$$V_f-V_i=\beta(T_f-T_i)V_i \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 1.2.3$$

حيثُ

β : معامل التمدد الحجم الخطي($1/K$)
T_i : درجة الحرارة البدائية (K)
T_f : درجة الحرارة النهائية (K)
ΔV : معدل التغير في الحجم (m^3)
V_i : الحجم البدائي (m^3)
V_f : الحجم النهائي (m^3)

– التمدد الطولي

حاله حال التمدد الحجمي لكن هنا يتمدد طول المادة بحالة الزيادة في درجة الحرارة، و العلاقة الرياضية لهذا التمدد تُعطى كما يلي:

$$\alpha=\frac{(\Delta L/L_i)}{(\Delta T)} \quad \text{.......} \quad 1.2.4$$

$$\Delta L=\alpha\,\Delta T\,L_i \quad \text{.......} \quad 1.2.5$$

$$L_f-L_i=\alpha(T_f-T_i)L_i \quad \text{.......} \quad 1.2.6$$

حيثُ

α : معامل التمدد الطولي الخطي ($1/K$)
T_i : درجة الحرارة البدائية (K)
T_f : درجة الحرارة النهائية (K)
ΔL : معدل التغير في الطول (m)
L_i :الطول البدائي (m)
L_f : الطول النهائي (m)

في المواد الصلبة تكون العلاقة بين معامل التمدد الحجمي و معامل

التمدد الخطي كما يلي

$B=3\alpha$ 1.2.7

الوصف العياني للغاز المثالي

في البداية أحب أن أنوه أن الغاز المثالي لا وجود له بالطبيعة.
لكن جرت العادة عند وضع النظريات و الفرضيات الفيزيائية أن يتم وضع حدين مثاليين للشيء المراد دراسته (حد أعلى و حد أدنى) كلاهما غير موجود بالطبيعة لكن الغاية منهما دراسة الشيء الحقيقي ، فيكون بهذه الحالة محصور بين نطاقين لا يمكنه تجاوزهما و بهذه الطريقة نستطيع أن نضع و نصف خصائص هذا الشيء بدقة عالية جداً.

و الآن سنضع قانون الغاز المثالي

$PV=nRT$ 1.3.1

حيثُ

P : ضغط الغاز (Pa) أو (N/m^2)

V : الحجم (m^3)

n : عدد المولات

T : درجة الحرارة (K)

R : ثابت الغاز العالمي ($J/mol.K$) أو ($L.atm/mol.K$)

لكن عدد المولات n يُعطى بالعلاقة التالية

$n = N / N_A$ 1.3.2

حيثُ

N : عدد المولات

N_A : عدد أفوغادرو ($6.022*10^{23}$)

و بتعويض المعادلة (1.3.2) في المعادلة (1.3.1) ينتج لدينا ما يلي

$PV = NRT / N_A$ 1.3.3

لكن

$K_B = R / N_A$ 1.3.4

حيثُ

k_B : ثابت بولتزمان ($1.38*10^{-23} (\frac{J}{K})$)

و بتعويض المعادلة (1.3.4) في المعادلة (1.3.3) سنحصل على الصيغة الثانية للغاز المثالي كما يلي:

$PV = N k_B T$ 1.3.5

و من هذا نستطيع أن نقول أن الغاز يكون مثالياً إذا حقق الحالة التالية:

$PV / nT =$ ثابت 1.3.6

الخصائص الفيزيائية للغاز المثالي

مبدأ و فكرة الغاز المثالي تنبع من:

1. الغاز المثالي يتمدد بحرية (دون إجتكاك)
2. لا تحدث تفاعلات بين جزيئات الغاز نفسه
3. لا يحدث تفاعل بين جزيئات الغاز و المحيط المجاور للغاز

و هذه هي الخصائص الفيزيائية للغاز المثالية

الفصل الثاني 2

تمهيد

الإتزان الحراري من أهم و من النقاط المرجعية لعلم الديناميكا الحرارية.
و الإتزان الحراري يحدث بين الأجسام المتصلة إذ تنتقل الحرارة[2] بين الأجسام المتصلة إلى أن تُصبح حرارتهم واحدة.
و يوصف نظام معين بأنه في حالة إتزان حراري عندما *لا تتغير درجة حرارته مع الزمن*.
و عند حدوث الإتزان فإن درجة حرارة كل من الجسمين تصبح واحدة.

لو وضعنا فنجان من القهوة ساخن تم تجهيزه فوراً في براد (ثلاجة) أو وضعناه في نفس جو الغرفة لفترة زمنية قصيرة (دقيقة تقريباً).
أين ستبرد القهوة أسرع؟؟!!!
الإجابة الصحيحة، عند وضعه في نفس جو الغرفة و ليس في البراد.

2 الحرارة هنا تعني الطاقة الحرارية

قانون الديناميكا الحرارية الصفري

سُمي هذا القانون بالقانون الصفري ، كونه يُعد كمعلومة بديهية و يجب أن تكون معلومة عند المعظم.
و يعتمد على مبدأ الإتزان الحراري و المنطق.

لو افترضنا أن النظام "أ" و النظام "ب" في حالة إتزان حراري مع النظام "ج" ، فإن كل من النظام "أ" و "ب" في حالة إتزان حراري.

و هذا هو باختصار قانون الديناميكا الحرارية الصفري.

الحرارة و الطاقة الداخلية

الطاقة الداخلية (Internal Energy) : هي كل طاقة النظام التي تتكون من كل العناصر المجهرية به (الذرات و الجزيئات) عندما يتم عرضها من السكون مع ارتباطها بالجسم.
رمز الطاقة الداخلية E_{inte}
الحرارة (HEAT) : هي انتقال الطاقة التي تقطع حدود النظام حيث تنتقل نتيجة الإختلاف بدرجة الحرارة بين الجسم و المحيط المجاور

رمز الحرارة داخل المعادلات الرياضية (Q).

الفرق بين درجة الحرارة و الحرارة

الآن نستطيع أن نفرق بين درجة الحرارة و الحرارة
فدرجة الحرارة تعبر عن مقدار سخونة أو برودة الجسم.
أما الحرارة حالها من حال الشغل أو طاقة الوضع فهي طاقة و وحدتها (جول) و نكتبها "حرارة" إختصاراً بدل أن نكتبها " الطاقة الحرارية".

سعة الحرارة و الحرارة النوعية

– سعة الحرارة (Heat Capacity) : هي قيمة معينة من الطاقة يحتاجها النظام لرفع درجة حرارته بمقدار 1 سيليسيوس.
رمز قدرة الحرارة داخل المعادلات الرياضية (C)
و معادلة سعة الحارة كما يلي

$$Q = C\,\Delta T \qquad \text{..........} \qquad 2.5.1$$

$$C = Q/\Delta T \qquad \text{..........} \qquad 2.5.2$$

حيثُ

Q : الحرارة (J)

ΔT : التغير في درجة الحرارة (K)

C : سعة الحرارة (J/K)

– الحرارة النوعية (Specific Heat): هي قدرة الحرارة بالنسبة (مقسومة على) للكتلة.
رمز الحرارة النوعية داخل المعادلات الرياضية (c)

و معادلة الحرارة النوعية كما يلي

$c=C/m$ 2.5.3

حيثُ :

c : الحرارة النوعية ($J/K.g$)

m : كتلة الجسم (g)

و بتعويض المعالة (2.4.3) في المعادلة (2.4.1) سنحصل على صيغة جديدة للحرارة كما يلي

$Q=mc\Delta T$ 2.5.4

الحرارة الكامنة

الحرارة الكامنة (Latent Heat): هي كمية الطاقة الحرارية التي تنتقل بالنسبة للكتلة، أي انها النسبة بين الحرارة و الكتلة.

و الرمز العام للحرارة الكامنة داخل المعادلات الرياضية هو (L).

و الحرارة الكامنة لها نوعان كما هو موضح بالشكل بالأسفل



- الشكل 2.6.1 -

الحرارة الكامنة للإنصهار (Latent Heat of Fusion) : هذه الحرارة تكون عند تحول المادة من الحالة الصلبة غلى الحالة الغازية.
و رمز هذه الحرارة (L_f)

الحرارة الكامنة للتبخر (Latent Heat of Vaporization) : هذه الحرارة تكون عند تحول المادة من الحالة الصلبة إلى الحالة الغازية.
و رمز هذه الحرارة (L_V)
و قانون حساب الحرارة الكلية للحرارة الكامنة بصفة عامة يٌعطى كما يلي:

$$Q = mL \quad \text{..........} \quad 2.6.1$$

ملاحظة

عندما يكون الغاز بارداً و في طور التحول إلى سائل فإن هذه العملية و كما يعلم الجميع تُسمى تكثف (Condenses) و الحرارة المقسومة على الكتلة المحسوبة هنا تُسمى *بالحرارة الكامنة للتكثف* (*Latent Heat of Condensation*) .

و رمز هذه الحرارة (L_C)

عددياً الحرارة الكامنة للتكثف تساوي الحرارة الكامنة للتبخر أي

$$L_C = L_V$$

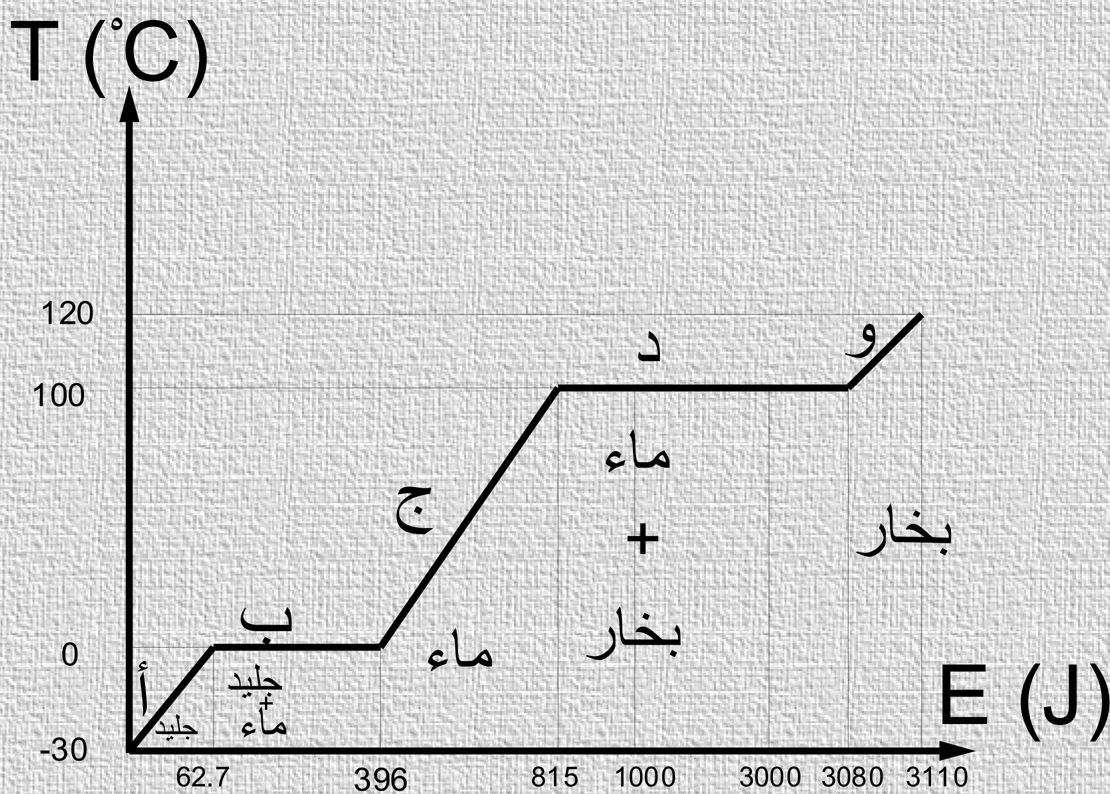
عندما يكون السائل بارداً و في طور التحول لمادة صلبة فإن هذه العملية و كما يعلم الجميع فإن هذه العملية تُسمى تجمد (Freeze) و و الحرارة المقسومة على الكتلة المحسوبة هنا تُسمى *بالحرارة الكامنة للتصلب او التجمد* (*Latent Heat of solidification*) .

رمز هذه الحرارة L_S

عددياً الحرارة الكامنة للتصلب تساوي الحرارة الكامنة للإنصهار

$$L_S = L_f$$

الآن سنشرح مثال تطبيقي نبين فيه المراحل التي تمر على جليد عند درجة حرارة -30 سيليسيوس إلى بخار عند درجة حرارة 120 سيليسيوس.
و هذا المثال سيكون تطبيقاً على الحراة النوعية و سعة الحرارة و الحرارة الكامنة.



- الشكل 2.6.1-

في الشكل (2.6.1) يوجد لدينا خمس مراحل إنتقال

- المرحلة "أ"
- المرحلة "ب"

- المرحلة "ج"
- المرحلة "د"
- المرحلة "و"

المرحلة "أ"

في هذه المرحلة سوف يتم تحويل جليد عند درجة حرارة -300 سيليسيوس إلى جليد عند درجة حرارة صفر سيليسيوس.
و لكي تتم عملية التحويل هذه يجب علينا إعطاء النظام طاقة (حرارة).
و هذه العملية تعتمد نوعية الحرارة النوعية للجليد (طور التغير للحرارة النوعية للجليد)
و لحساب الحرارة الكلية لهذه العملية سنستعين بالمعادلة 2.5.4 كما يلي:

$$Q=m_i c_i \Delta T \quad \text{...} \quad 2.6.2$$

المرحلة "ب"

في هذه المرحلة يوجد لدينا مزيج من الجليد و الماء عند درجة حرارة صفر سليسيوس و سوف نعطي هذا المزيج حرارة (طاقة) لنحوله لماء عند درجة حرارة صفر سيليسيوس.
و هذه العملية تعتمد على نوعية الحرارة الكامنة للإنصهار الخاصة بالجليد ، و عند حساب الحرارة الكلية لهذه المرحلة فإننا سنستعين بالمعادلة (2.6.1) كمايلي

$$Q=m L_f \quad \text{...} \quad 2.6.3$$

المرحلة "ج"

في هذه المرحلة لدينا ماء عند درجة حرارة صفر سيليسيوس سوف نعطيه حرارة (طاقة) ليتحول لمزيج من الماء و البخار عند درجة حرارة 100 سيليسيوس و هذه العملية تعتمد على نوعية الحرارة النوعية للماء (طور التغير للحرارة النوعية للماء).
و عند حساب الحرارة الكلية لهذه المرحلة تكزن المعادلة كما يلي

$$Q = m_w c_w \Delta T \quad \text{..........} \quad 2.6.4$$

المرحلة "د"

في هذه المرحلة لدينا مزيج من الماء و البخار عند درجة حرارة 100 سيليسيوس ، سنعطي هذا المزيج حرارة (طاقة) ليتحول لبخار ماء عند درجة حرارة 100 سيليسيوس و هذه العملية تعتمد على نوعية الحرارة الكامنة للتبخر ، و عند حساب الحرارة الكلية لهذه المرحلة تكون المعادلة كما يلي:

$$Q = m L_v \quad \text{..........} \quad 2.6.5$$

المرحلة "و"

في هذه المرحلة لدينا بخار ماء عند درجة حرارة 100 سيليسيوس سنعطي هذا البخار حرارة (طاقة) ليتحول لبخار عند درجة حرارة 120 سيليسيوس، و هذه العملية تعتمد على الحرارة النوعية للبخار (طور تغير الحرارة النوعية للبخار) و عند حساب الحرارة الكلية لهذا النظام ستكون المعادلة كمايلي:

$$Q = m_s c_s \Delta T \quad \text{..........} \quad 2.6.6$$

و الآن و بعد شرح هذا المثال المطول نستطيع الآن التمييز متى نستخدم قانون الحرارة النوعية و متى نستخدم قانون الحرارة الكامنة و نميز بينهما .

النظام المحفوظ و أنواع الطاقة بالنظام

عند تحويل المادة من الحالة الصلبة إلى الحالة السائلة ، أو من الحالة السائلة إلى الحالة الغازية.
فبهذه الحالة فنحن نعطي النظام طاقة

عند تحويل المادة من الحالة الغازية إلى الحالة السائلة ، أو من الحالة السائلة إلى الحالة الصلبة.
فبهذه الحالة فإن النظام سيخسر طاقة

نستنتج مما سبق أن أنواع الطاقة بالنظام

1. طاقة يكتسبها النظام
2. طاقة يخسرها النظام

و سيتم تفصيل هذا الموضوع لاحقاً.

النظام المحفوظ

نقول عن اي نظام حراري أنه محفوظ إذا كان معدل الحرارة التي يكتسبها النظام تساوي معدل الحرارة التي يخسرها النظام.

$Q_{cold} = -Q_{hot}$ 2.7.1

الشغل و الحرارة في العمليات الديناميكية الحرارية

سنبدأ باشتقاق معادلة الشغل ، و تكون نقطة بدايتنا من قانون الشغل العام.

$dW = F.dy$ 2.8.1

حيثُ

W : الشغل (J)

F : القوة (N)

dy : الإزاحة (m)

لكن و من قوانين الضغط

$F = PA$ 2.8.2

حيثُ

P : الضغط (pa)

A : مساحة المقطع (m^2)

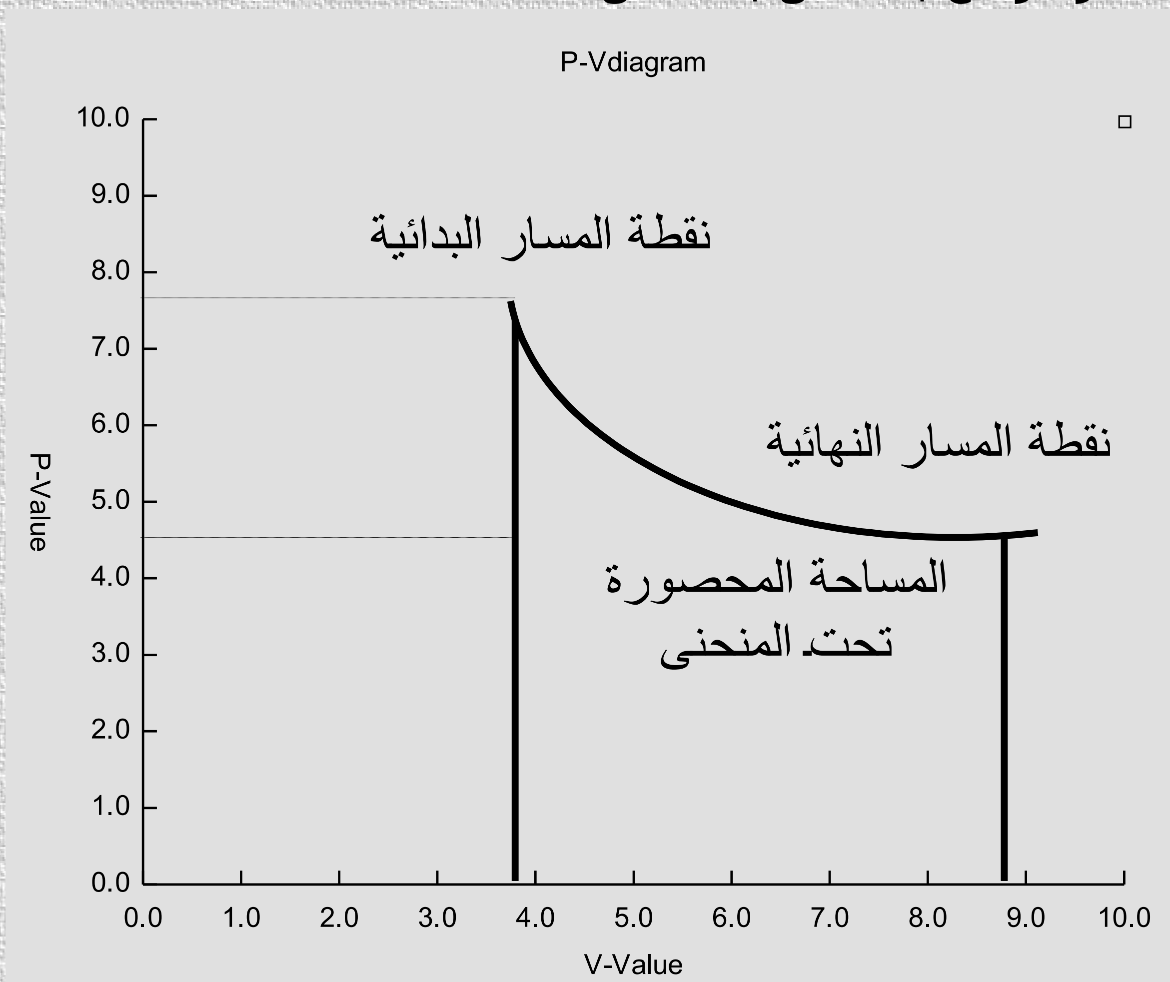
و بتعويض المعادلة (2.8.2) في المعادلة (2.8.1) نحصل على ما يلي:

$dW = PA.\,dy$ 2.8.3

و لكن المساحة في الطول تساوي الحجم أي أن

$A.dy = dV$ 2.8.4

كما هو موضح بالشكل بالأسفل.



- الشكل 2.8.1-

و بتعويض المعادلة (2.8.4) في المعادلة (2.8.3) سنحصل على

$dW = PdV$ 2.8.5

و إذا كاملنا الطرفين في المعادلة (2.8.5) سنحصل على صيغة

الشغل النهائية.

$$W = \int_{V_i}^{V_f} P\,dV \quad .... \quad 2.8.6$$

و من المعادلة (2.8.6) و من الشكل (2.8.1) نستطيع أن نقول أن الضغط هو المساحة المحصورة تحت منحنى (الضغط- الحجم).

أنواع الشغل

الشغل بالنظام الحراري وفقاً لمن يبذله له نوعان

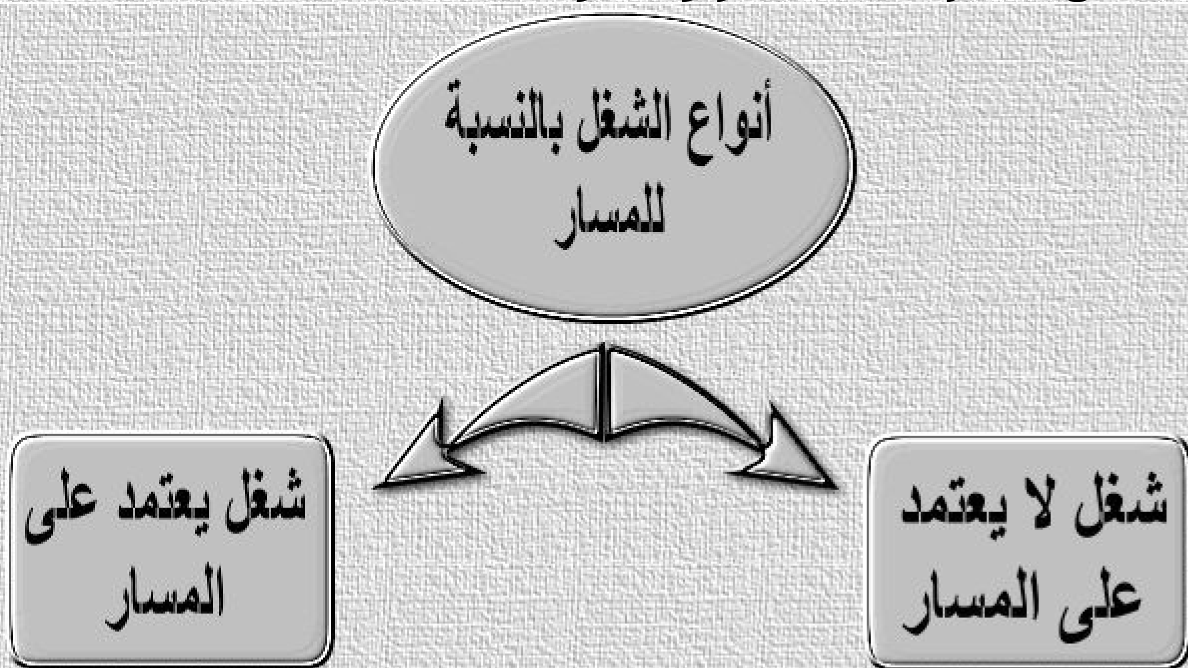


- الشكل 2.8.1-

1. الشغل الذي يبذله النظام على المحيط يكون موجباً (+)

2. الشغل الذي يُبذل على النظام (يبذله المحيط على النظام) يكون سالباً (-)

الشغل يسير على مسار و له نوعان



- الشكل 2.8.2-

1. الشغل الذي يعتمد على مسار يعني أن (قيمة الشغل تختلف عند حسابها من مسارٍ لآخر) و هذا هو الشغل الغير محافظ.
2. الشغل الذي لا يعتمد على المسار يعني أن (قيمة الشغل لا تتغير عند حسابها بين مسارٍ و آخر بل تعتمد على نقطة البداية و نقطة النهاية) و هذا هو الشغل المحافظ.

أنواع الحرارة

لقد شرحنا الحرارة سابقاً و وضعنا معادلته و الرمز الخاص بها لكـن حالها من حال الشغل فلها أنواع و سنشرحها الآن.

الحرارة بالنسب لتدفقها بالنظام لها نوعان



– الشكل 2.8.3 -

1. الحرارة التي تدخل النظام تكون موجبة (+) يكسبها النظام
2. الحرارة التي تخرج من النظام تكون سالبة (-) يخسرها النظام

الحرارة تسير على مسار و لها نوعان



- الشكل 2.8.4 -

1. الحرارة التي تعتمد على المسار أي أن (قيمتها المحسوبة تختلف من مسار إلى آخر)
2. الحرارة التي لا تعتمد على المسار أي أن (قيمتها المحسوبة لا تتغير من مسار إلى آخر بل تعتمد على نقطة البداية و نقطة النهاية)

العلاقة بين الشغل و الحرارة

- عندما يبذل النظام شغلاً على المحيط فإن الحرارة تخرج من النظام
- عندما يُبذل شغلاً على النظام فإن الحرارة تتدفق إلى النظام

و نستطيع صياغة هذه النقاط بطريقة أخرى

- عندما يكون الشغل موجباً (+) تكون الحرارة سالبة (-)
- عندما يكون الشغل سالباً (-) تكون الحرارة موجبة (+)

لكن

- عندما يكون الشغل يعتمد على المسار تكون الحرارة أيضاً تعتمد على المسار
- عندما يكون الشغل لا يعتمد على المسار تكون الحرارة أيضاً لا تعتمد على المسار

قانون الديناميكا الحرارية الأول

لقد ذكرنا في الباب السابق أن الشغل إذا كان يعتمد على المسار فإن الحرارة أيضاً ستعتمد على المسار، لكن حاصل طرح الشغل من الحرارة لن يعتمد على المسار.
هذه الكمية (Q-W) نسميها التغير الطاقة الداخلية أي

$\Delta E_{inte}=Q-W$ 2.10.1

حيثُ
ΔE_{inte} : الطاقة الداخلية (J)
Q : الحرارة (الطاقة الحرارية) (J)
W : الشغل (J)

و هذا هو قانون الديناميكا الحرارية الأول

تطبيقات قانون الديناميكا الحرارية الأول

الآن و بعد التعرف على الحرارة الكامنة و الحرارة النوعية، و استطعنا التفريق بين الحرارة و درجة الحرارة ، و تعرفنا على أنواع الشغل و الحرارة، و عرفنا العلاقة بين الشغل و الحرارة و تطرقنا لقانون الديناميكا الحراري الأول.
سنبدأ الآن بعمل تلخيص لتطبيقات القانون الأول و الحالات التي يعمل عليها النظام الحراري.

النظام الحراري المعزول

النظام الحراري المعزول: هو النظام الذي لا يحدث بينه و بين المحيط أي تفاعل و لا تدخل إليه أو تخرج منه حرارة.

و بتطبيق معادلة قانون الديناميكا الحراري الأول (2.10.1) على هذا النظام ستكون المعادلة كما يلي.

$\Delta E_{inte}=0$ 2.11.1

هذا لأن الشغل في النظام يساوي صفراً لأن النظام لا يتفاعل مع المحيط ، و الحرارة أيضاً تساوي صفراً لأن النظام تحت عملية عزل حراري.
و نستطيع صياغة المعادلة(2.11.1) بصيغة أخرى

$\Delta E_{inte}=E_f-E_i=0 \quad \rightarrow \quad E_f=E_i$ 2.11.2

إذن نستطيع أن نقول أن الطاقة في النظام الحراري المعزول ثابتة

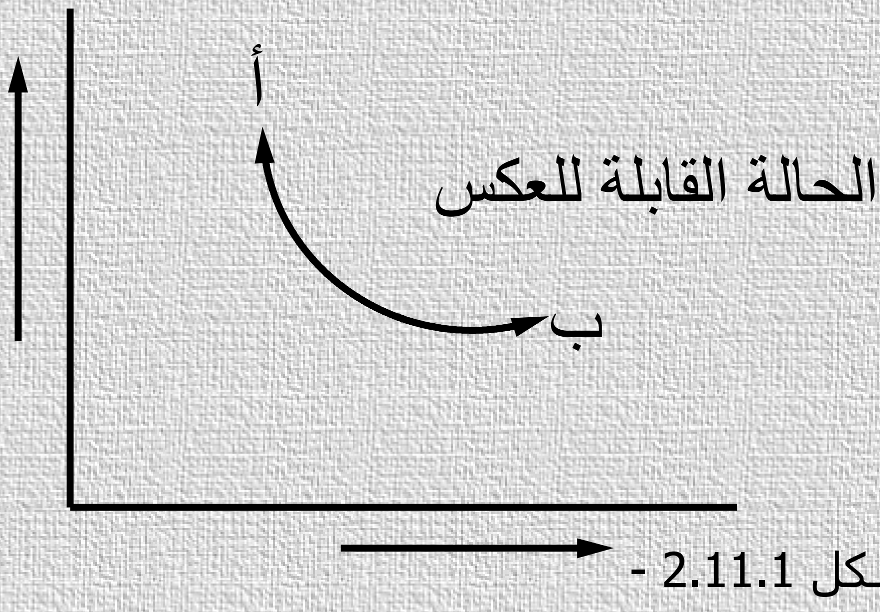
الحالة القابلة للعكس و الحالة الغير قابلة للعكس

في الديناميكا الحرارية يوجد حالتان مهمتان، حالة قابلة للعكس و هي حالة مثالية و غير موجودة في الطبيعة ، و الحالة الغير قابلة للعكس و هي الحالة الطبيعية التي هي موجودة على أرض الواقع.

الحالة القابلة للعكس

الحالة القابلة للعكس: العملية التي يستطيع بها النظام و المحيط الرجوع إلى نقطة البداية التي بدأ منها ، من نقطة النهاية دون تغيير بخصائص الديناميكا الحرارية الكونية يومها تُسمى هذه العملية " بالعملية القابلة للعكس".

أنظر للشكل بالأسفل



- الشكل 2.11.1 -

لو افترضنا أن الرسم المعروض بالشكل (2.11.1) هو لنظام حراري نقطة البداية له هي النقطة " أ " و نقطة النهاية له هي النقطة "ب" و أن النظام الآن وصل لنقطة النهاية.
إذا استطاع هذا النظام الرجوع من نقطة النهاية لنقطة البداية دون أن تتغير خصائصه الحرارية فستكون هذه العملية عملية قابلة للعكس و هذا النظام سيُعد نظام مثالي.

و حتى و إن كانت العملية قابلة للعكس تغير بطيء لا نهائي تحت انحدار (Gradianet) شبه معدوم القيمة، و تكون جميع الخصائص الفيزيائية بهذا النظام تحت اتزان حراري.

الحالة الغير قابلة للعكس

الحالة الغير قابلة للعكس: و لها اسم آخر و هو الحالة الطبيعية فهي الحالة الحقيقية الموجودة ، و هي الحالة التي لا يستطيع بها النظام الرجوع لنقطة البداية و إن رجع ستتغير خصائصه الحرارية و الفيزيائية ، وسيكون تحت انحدار (Gradianet) محدود بين نقطة البداية و النهاية.

تلخيص لأهم صفات الحالة الغير قابلة للعكس

1. في الحالة الغير قابلة للعكس لا يستطيع النظام و المحيط العودة من نقطة النهاية لنقطة البداية
2. أثناء حدوث العملية الغير قابلة للعكس كل حالت النظام و المسارات ستتغير و لن تكون أبداً تحت اتزان حراري
3. أثناء حدوث العملية الغير قابلة للعكس ستكون الأنتروبيا (entropy) ستزداد بحدة و لن تستطيع الرجوع لنقطة البداية
4. الظاهرة التي تحدث لنظام تحت عملية غير قابلة للعكس تُسمى ب (اللارجعة).

العمليات الحلقية و العمليات التطبيقية للديناميكا الحرارية

إذا كان النظام ليس معزولاً حرارياً مع المحيط و كانت نقطة نهاية هذا النظام هي نفسها نقطة البداية، يومها تُسمى هذه العملية بالعملية الحلقية أو (الدورية) .

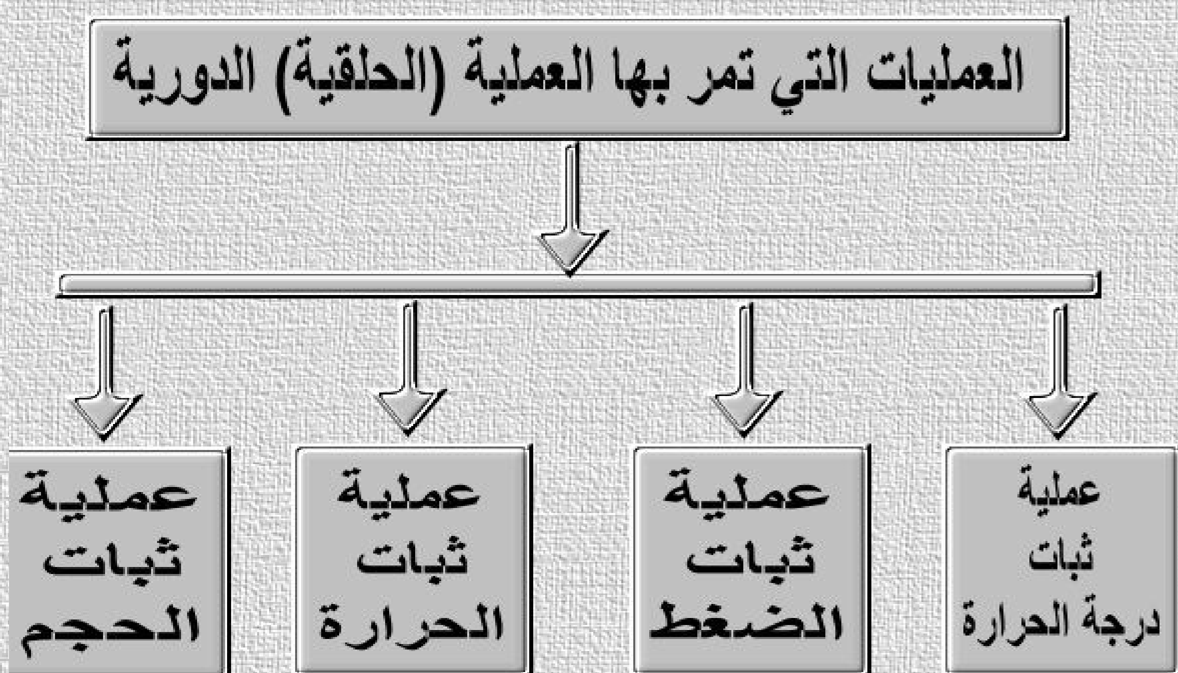
في العملية الدورية (الحلقية) يعود النظام لنفس النقطة التي بدأ منها لكنه يمر بعمليات و شروط مختلفة ، و الشغل النهائي لهذه العملية سيكون المساحة المحصور بالرسم البياني للضغط – الحجم.

ملاحظة

إذا كانت العملية الحلقية (الدورية) تسـير مـع عقـارب السـاعة فـإن النظام سيبذل شغلاً.

إذا كانت العملية الحلقية (الدورية) تسير عكس عقارب الساعة فإن النظام سيُبذل عليه شغلاً.

لقد ذكرنا أن العملية الحلقية تمر بعدة عمليات و مراحـل مختلفـة و الآن سنذكر أنواع هذه العمليات.



- الشكل 2.11.2 -

1. عملية ثبات درجة الحرارة (Isothermal Process) بهذه العملية تكون درجة الحرارة ثابتة
2. عملية ثبات الضغط (Isobaric Process) بهذه العملية يكون الضغط ثابتاً
3. عملية ثبات الحرارة (الطاقة الحرارية) (Adiabatic Process) بهذه العملية تكون الطاقة الحرارية ثابتة
4. عملية ثبات الحجم (Isovolumetric Process) بهذه العملية يكون الحجم ثابتاً.

عملية ثبات درجة الحرارة

في هذه العملية كما ذكرنا ستكون درجة الحرارة ثابتة ، و معادلة الشغل لهذه العملية ستتغير ، بالرجوع للمعادلة (2.8.6) و تعويض قيمة الضغط بها من المعادلة (1.3.1) سنحصل على ما يلي:
2.11.3 ....

$$W=\int_{V_i}^{V_f} P\,dV=\int_{V_i}^{V_f}(nRT/V)\,dV=nRT\ln(V_f/V_i)$$

- إذا كان الحجم النهائي أكبر من الحجم البدائي ($V_f>V_i$) فإن الغاز سيكون في حالة تمدد و النظام هو من يبذل شغلاً.
- إذا كان الحجم النهائي أقل من الحجم البدائي ($V_f<V_i$) فإن الغاز سيكون في حالة تقلص و سيُبذل على النظام شغلاً

و لحساب معادلة الحالة لهذه العملية سنعوض المعادلة (2.11.3) في المعادلة (2.10.1) لنحصل على معادلة الحالة.

$\Delta E_{inte} = Q - nRT \ln(V_f / V_i)$	2.11.4

عملية ثبات الضغط

ذكرنا أنه في هذه العملية يكون الضغط ثابتاً و بالرجوع للمعادلة (2.8.6) و حساب التكامل لهذه المعادلة سنحصل على قيمة الشغل لهذه العملية.

$W = P(V_f - V_i)$ 2.11.5

و لحساب معادلة الحالة لهذه العملية سنعوض المعادلة (2.11.5) في المعادلة (2.10.1).

$\Delta E_{inte} = Q - P(V_f - V_i)$	2.11.6

عملية ثبات الحرارة

في هذه الحالة معدل الحرارة ثابت (الحرارة التي تدخل على النظام تساوي الحرارة التي تخرج منه) ، أو أن النظام لا تدخل إليه حرارة و لا تخرج منه حرارة فنستطيع أن نقول أن معدل الحرارة بهذه العملية يساوي صفراً.

$Q = 0$ 2.11.7

و بتعويض المعادلة (2.11.7) في المعادلة (2.10.1) نحصل على معادلة الحالة لهذه العملية.

$\Delta E_{inte}=-W$ 2.11.8

عملية ثبات الحجم

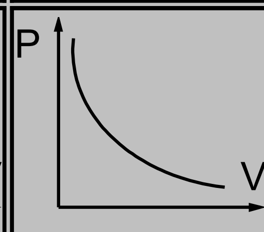
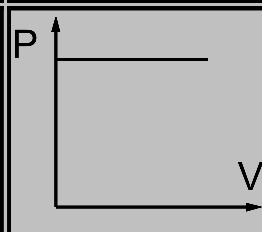
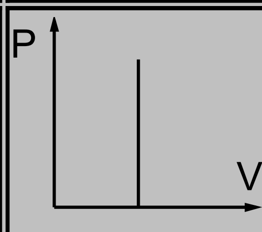
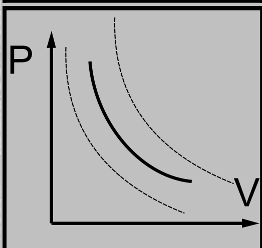
في هذه العملية يكون الحجم ثابت أي أن الحجم النهائي يساوي الحجم البدائي ($V_f=V_i$) و بتعويض هذه القيمة في المعادلة (2.11.5) سنجد أن الشغل النهائي يساوي صفراً.

$W=0$ 2.11.9

و للحصول على معادلة الحالة لهذه العملية نعوض المعادلة (2.11.9) في المعادلة (2.10.1) .

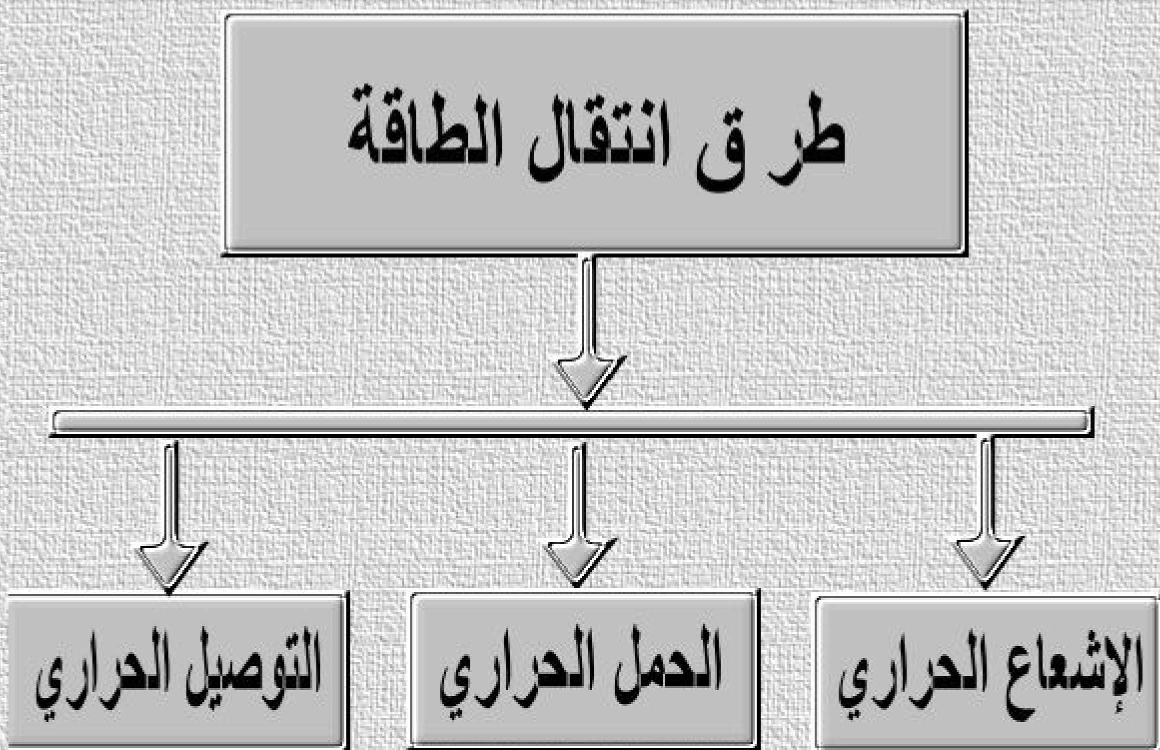
$\Delta E_{inte}=Q$ 2.11.10

جدول كملخص لكل العمليات السابقة

	حالة ثبات درجة الحرارة	حالة ثبات الضغط	حالة ثبات الحجم	حالة ثبات الحرارة
العنصر الثابت بالعملية	درجة الحرارة (T)	الضغط (P)	الحجم (V)	الطاقة الحرارية (Q)
قانون الغاز النهائي في العملية	$P_1V_1=P_2V_2$	$(\frac{V_1}{T_1})=(\frac{V_2}{T_2})$	$(\frac{P_1}{T_1})=(\frac{P_2}{T_2})$	$(\frac{P_1V_1}{T_1})=(\frac{P_2V_2}{T_2})$
الرسم البياني (الضغط- الحجم)				
صيغة الشغل النهائي للعملية + مضغوط - متمدد	$W=-nRT\ln(\frac{V_f}{V_i})$	$W=-P\Delta V$	0	$W=\Delta U$

انتقال الطاقة الميكانيكي

الشكل 2.12.1 -



1. التوصيل الحراري (Thermal Conduction) : تنتقل الطاقة هنا بين الأجسام المتصلة بحيث يكون هنالك اختلاف بين درجة حرارة الأجسام.

و قانون التوصيل الحراري

$$P = k\,A\left|\frac{dT}{dX}\right| \quad \text{...} \quad 2.12.1$$

حيثُ

P : القدرة (معدل عبور الطاقة بالنسبة للزمن) ($watt$) أو(J/s)

k : ثابت التوصيل الحراري ($watt/m.C$)

$|\frac{dT}{dX}|$: انحدار درجة الحرارة (التباين بين درجة الحرارة و موقعها) (C/m)

لكن

$$|\frac{dT}{dX}|=(\frac{T_2-T_1}{L}) \quad .... \quad 2.12.2$$

و بتعويض المعادلة (2.12.2) في المعادلة (2.12.1) سنحصل على الصيغة الثانية لقدرة التوصيل الحراري

$$P=k\,A \quad (\frac{T_2-T_1}{L}) \quad .... \quad 2.12.3$$

2- الحمل الحراري (Convection) : و هو انتقال الطاقة في لحظة بدء اختلاف الحرارة بين المواقع.

3- الإشعاع (Radiation) : كل الأجسام التي تملك حرارة تشع حرارة على شكل أمواج كهرومغناطيسية منتظمة.

و القانون المستخدم لحساب الطاقة بهذه الحالة

$P=\sigma A e T^4$ 2.12.4

حيثُ

P : القدرة (معدل عبور الطاقة بالنسبة للزمن) ($watt$) أو(J/s)

σ : ثابت ستيفان ($5.699*6*10^{-8}(\frac{watt}{m^2 . K^4})$)

A : مساحة المقطع (m^2)

e : ثابت الانبعاثية (و هو يدل على درجة قابلية الأجسام لامتصاص الأشعة) لا وحدة له.

T : درجة الحرارة (K)

و عندما تتغير درجة الحرارة يصبح قانون ستيفان (قانون حساب الطاقة الإشعاعية) أي المعادلة (2.12.4) على الشكل التالي

$P=\sigma A e (T_f^4 - T_i^4)$ 2.12.5

الفصل الثالث 3

تم الإعتماد على قوانين نيوتن بالحركة و نظرياته للطاقة الحركية لتفسير حركة جزيئات الغاز المثالي و الحقيقي .
حيثُ أُعتبرت هذه الجزيئات كجسيمات تسير بالفراغ المتعارف عليه [3]، و من ثم يُحسب الزخم و الطاقة الحركية و الشغل لهذه الجزيئات.

نوعية الجزيئات للغاز المثالي

بعض المعلومات المهمة عن جزيئات الغاز المثالي

- حجم الجزيئات الكلية للغاز المحصور داخل حيز يكون صغير جداً مقارنةً مع مع حجم الحيز ككل
- الجزيئات وفقاً لقانون نيوتن تسير كيفما تشاء و بأي إتجاه و كلها تحمل نفس الإحتمالية
- مقدار طاقة الفصل بين الجزيئات يكون كبير جداً

3 الفراغ المتعارف عليه: هو المحاور الثلاث للمكان (X,Y,Z)

- تصادم الجزيئات مع بعضها البعض و مع الحيز يكون مرن بحيث يكون الزخم و الطاقة ثابتان
- القوة بين الجزيئات تكون مهملة إلا إذا حدث تصادم
- تحت قيمة ضغط صغيرة يكون دوران و إهتزاز الجزيئات شبه معدوم

القوانين الكلاسيكية لجزيئات الغاز

$$F=\frac{N}{3}\left(\frac{m\overline{v^2}}{d}\right) \quad \text{..} \quad 3.1.1$$

و هذا هو قانون القوة لجزيئات الغاز، حيثُ:

F : القوة (N)

N : عدد الجزيئات الكلي

m : كتلة الجزيء (Kg)

$\overline{v^2}$: متوسط سرعة الجزيء (m^2/s^2)

d : المسافة بين الجزيئين (m)

و لحساب الضغط للجزيئات ما علينا إلا أن نرجع للمعادلة (2.8.2) و نعوضها بالمعادلة (3.1.1) و تعويض قيمة المساحة كما يلي ($A=d^2$) فنحصل على معادلة الضغط.

$$P=\frac{1}{3}(\frac{N}{V})m\overline{v^2}=\frac{2}{3}(\frac{N}{V})\frac{1}{2}m\overline{v^2}$$ 3.1.2

و نستطيع صياغة هذه المعادلة بطريقة أخرى كما يلي

$$PV=\frac{1}{3}(N)m\overline{v^2}=\frac{2}{3}(N)\frac{1}{2}m\overline{v^2}$$ 3.1.3

حيثُ

P : الضغط (N/m^2)

N : عدد الجزيئات الكلي

m : كتلة الجزيء (Kg)

$\overline{v^2}$: متوسط سرعة الجزيء (m^2/s^2)

V : الحجم و يساوي (d^3) (m^3)

و لحساب درجة الحرارة لجزيئات الغاز المثالي ما علينا إلا أن نقارن المعادلة (1.3.5) مع المعادلة (3.1.3) فنحصل على معادلة درجة الحرارة لجزيئات الغاز.

$$T=\frac{1}{3k_B}(m\overline{v^2})$$ 3.1.4

حيثُ

T : درجة الحرارة (K)

k_B : ثابت بولتزمان ($1.38*10^{-23}(\frac{J}{K})$)

m : كتلة الجزيء (Kg)

$\overline{v^2}$: متوسط سرعة الجزيء (m^2/s^2)

و لحساب الطاقة الحركية الإنتقالية (E_{trans}) لجزيئات الغاز ، فلن يكون أمرها صعب، فكما نعلم أن قانون الطاقة الحركية للجزيئات يُعطى كما يلي.

$$E_{trans}=\frac{1}{2}(m\overline{v^2}) \quad \text{..} \quad 3.1.5$$

و بادراج هذه المعادلة بالمعادلة (3.1.4) سنحصل على صيفة أخرى الطاقة الحركية الإنتقالية للجزيئات كما يلي:

$$E_{inte}=\frac{3}{2}N\,k_B T \quad \text{..} \quad 3.1.6$$

لحساب السرعة المتوسطة للجزيئات سيكون أمرها بسيطاُ و التي تُسمى (**root-mean-square**) ما علينا إلا أن نجعل المعادلة (3.1.5) بدلالة السرعة المتوسطة المربعة ثم نقارنها بالمعادلة (3.1.6) ثم نأخذ الجذر التربيعي للطرفين و سنحصل على مايلي.

$$v_{rms}=\sqrt{\overline{v^2}}=\sqrt{\frac{3\,k_B T}{m}} \quad \text{...} \quad 3.1.7$$

الحرارة النوعية لجزيء الغاز المثالي

لحساب قيمة الحرارة (الطاقة الحرارية) للغاز فإن هذه الطاقة تعتمد على الحرارة النوعية للجزيئات و تكون على نوعين.

$Q = n C_V \Delta T$ 3.2.1
$Q = n C_p \Delta T$ 3.2.2

المعادلة (3.2.1) تكون تحت حجم ثابت ، أما المعادلة (3.2.2) تكون تحت ضغط ثابت.

حيثُ

C_V الحرارة النوعية للجزيئات تحت حجم ثابت
C_p الحرارة النوعية للجزيئات تحت ضغط ثابت

إذا كان النظام الذي نتعامل معه يسير تحت حالة حجم ثابت ، فإن الشغل بهذا الحالة كما أوضحنا سابقاً ستكون قيمته (صفر) و بهذه الحالة ستكون الطاقة الداخلية تساوي الطاقة الحرارية $E_{inte} = Q$.

و بارجوع للمعادلة (3.2.1) نستطيع صياغة المعادلة بطرية أخرى كما يلي.

$Q = \Delta E_{inte} = n C_V \Delta T$ 3.2.3

و بصيفة أخرى نستطيع أن نضع المعادلة

$C_V = \frac{1}{n}(\frac{\Delta E_{inte}}{\Delta T})$ 3.2.4

و إذا كان الحساب على جزء متناهي بالصغر فإن المعادلة تصبح كمايلي:

$$C_V=\frac{1}{n}(\frac{dE_{inte}}{dT}) \quad .... \quad 3.2.5$$

و هذه هي المعادلة الرئيسية لحساب الحرارة النوعية للجزيء تحت حجم ثابت ، و أي صيغة أخرى ما هي إلا صيغة مشتقة من هذه المعادلة.

العلاقة الرئيسية بين C_V و C_p هي

$$C_p-C_V=R \quad .... \quad 3.2.6$$

و هذه الصيغة ثابتة في كل الحالات لأن هذا الفرق بين الحرارة النوعية عند حجم ثابت و الحرارة النوعية عند ضغط ثابت ناجم من الشغل و الشغل لا يعتمد على تركيب الجزيئات و هو فقط المساحة المحصورة تحت المنحنى للرسم البياني (الضغط-الحجم).

و هنالك كمية تُستخدم كثيراً في المعادلات الحرارية و هي النسبة بين الحرارة النوعية عند حجم ثابت و الحرارة النوعية عند ضغط ثابت.

$$\gamma=\frac{C_p}{C_V} \quad .... \quad 3.2.7$$

العملية المانعة للحرارة للغاز المثالي

في هذه العملية و كما شرحنا سابقاً فلا حرارة تدخل إلى النظام و لا حرارة تخرج من النظام أي أن الحرارة الكلية تساوي (صفر) $Q=0$ و لهذا ستكون الداخلية تساوي سالب الشغل.

$\Delta E_{inte}=-W \rightarrow \Delta E_{inte}=-PdV$ 3.3.1

و إذا كان حسابنا حول مسار صغير متناهي بالصغر فإن صيغة المعادلة تصبح كما يلي:

.... 3.3.2

$dE_{inte}=-PdV \rightarrow nC_V dT=-PdV$

و إذا اردنا أن نجعل التغير في درجة الحرارة هو قائد الصيفة تصبح المعادلة كما يلي:

.... 3.3.3

$$dT=\frac{-P}{nC_V}dV$$

أما معادلة الحالة المانعة للحرارة فهي كما يلي

.... 3.3.4

$PV^{\gamma}=costant$

حيثُ

$$\gamma=\frac{C_p}{C_v}$$

طريقة إشتقاق المعادلة (3.3.4)

$$PV = nRT \qquad 3.3.5$$

و باشتقاق الطرفين في المعادلة أعلاه

$$PdV + VdP = nRdT \qquad 3.3.6$$

و بتعويض المعادلة (3.3.3) في المعادلة (3.3.6)

$$PdV + VdP = \frac{-R}{C_v} P\,dV \qquad 3.3.7$$

و بتعويض المعادلة (3.2.6) في المعادلة (3.3.7)

$$PdV + VdP = \frac{-(C_p - C_v)}{C_v} P\,dV \qquad 3.3.8$$

و بقسمة طرفي المعادلة على (PV)

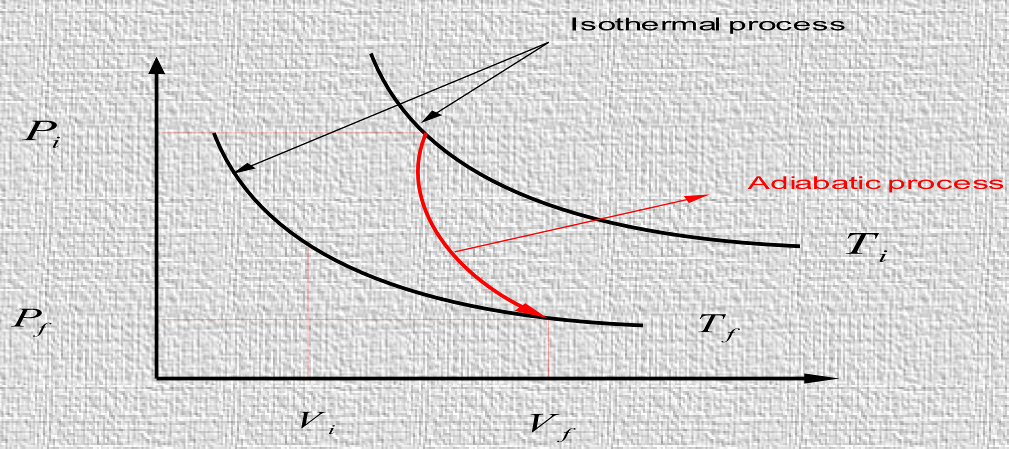
$$\frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = (1-\gamma)\frac{dV}{V} \qquad 3.3.9$$

و بنقل الطرف الأيمن إلى الطرف الأيسر و إجراء عملية التكامل للمعادلة سنحصل على ما يلي

$$\ln(P) + \gamma \ln(V) = constant \qquad 3.3.10$$

$$\downarrow$$

$$PV^{\gamma} = costant$$



- الشكل 3.3.1-

الشكل (3.3.1) يمثل الرسم لعملية منع الحرارة و منه نستطيع تعميم المعادلة (3.3.4) على نقطة البداية و النهاية.

$P_i(V_i)^{\gamma}=P_f(V_f)^{\gamma}$ 3.3.11

$T_i(V_i)^{(\gamma-1)}=T_f(V_f)^{(\gamma-1)}$ 3.3.12

و إثبات المعادلة (3.3.12) أمر سهل ما علينا إلا أن نعوض قيمة الضغط ($P=\frac{nRT}{V}$) في المعادلة (3.3.11).

التقسيم المتعادل للطاقة

الطاقة الحركية للجزيئات يتم حسابها كما في المعادلة (3.1.6) ولكن هذه تُسمى الطاقة الحركية الإنتقالية ، و لكن و حسب القوانين الكلاسيكية فإن الجزيئات يمكن أن تتأثر مع بعضها كأزواج بطاقة حركية إهتزازية و طاقة حركية دورانية.

إذا كان للجزيء طاقة حركية إنتقالية فقط

.... 3.4.1

$$E_{inte}=\frac{3}{2}Nk_BT=\frac{3}{2}nRT$$

و لحساب الحرارة النوعية للجزيء عند حجم ثابت نرجـع للمعادلـة (3.2.5) فتكون كما يلي

3.4.2 ....

$$C_V=\frac{3}{2}R$$

و لحساب الحرارة النوعية للجزيء عند ضغط ثابت نرجع للمعادلة (3.2.6) فتكون كما يلي

3.4.3 ....

$$C_p=\frac{5}{2}R$$

و لحساب النسبة بين الحرارة النوعية للجزيء عنـد ضـغط ثـابت و عند حجم ثابت نرجع للمعادلة (3.2.7) و تكون كما يلي.

3.4.4 ....

$$\gamma=\frac{C_p}{C_V}=\frac{5}{3}$$

إذا كان للجزيء طاقة حركية إنتقالية و دورانية

$$E_{inte}=\frac{3}{2}N k_B T+2 N k_B T=\frac{5}{2}N k_B T=\frac{5}{2}n R T \qquad 3.4.5$$

$$C_v=\frac{5}{2}R \quad .... \qquad 3.4.6$$

$$C_p = \frac{7}{2} R \quad \text{.......................................} \quad 3.4.7$$

$$\gamma = \frac{7}{5} \quad \text{.......................................} \quad 3.4.8$$

إذا كان للجزيء طاقة حركية إنتقالية و دورانية و إهتزازية

$$E_{inte} = \frac{3}{2} N k_B T + 2 N k_B T + 2 N k_B T = \frac{7}{2} N k_B T = \frac{7}{2} n R T \quad 3.4.9$$

$$C_V = \frac{7}{2} R \quad \text{.......................................} \quad 3.4.10$$

$$C_p = \frac{9}{2} R \quad \text{.......................................} \quad 3.4.11$$

$$\gamma = \frac{9}{7} \quad \text{.......................................} \quad 3.4.12$$

- طاقة الفصل بين أي جزيئين أكبر بعشر مرات من الطاقة الحركية للجزيء نفسه عند درجة حرارة الغرفة
- التصادم بين الجزيئات تحت درجة حرارة منخفضة لا يعمل طاقة

كافية لتغيير إهتزاز مدار الجزيء

- مدارات الطاقة للدوران مكمة

الحراة النوعية الجزيئية للمواد الصلبة

لو افترضنا أن هنالك جزيئين يتحركان على المحور (X) فسيكون بينهما قوة إهتزازية فنفترض وجود نابض وهمي بينهما يعمل على إهتزازهما فتكون الطاقة الكلية للجزيء تُعطى كما يلي.

$$E_{tot}=\frac{1}{2}m(v_X)^2+\frac{1}{2}kx^2 \quad \text{3.4.13}$$

حيثُ

k : ثابت هوك

كل ذرة في المادة الصلبة لديها 6 درجات من الحرية لذلك الطاقة المتوسطة الداخلية للجزيئات ستكون كما يلي

$$E_{inte}=6(\frac{1}{2}Nk_BT)=3Nk_BT=3nRT \quad \text{3.4.15}$$

و الحرارة النوعية للجزيئات عند ثبات الحجم تساوي

$$C_V=3R \quad \text{3.4.16}$$

و الحرارة النوعية للجزيئات عند ثبات الضغط تساوي

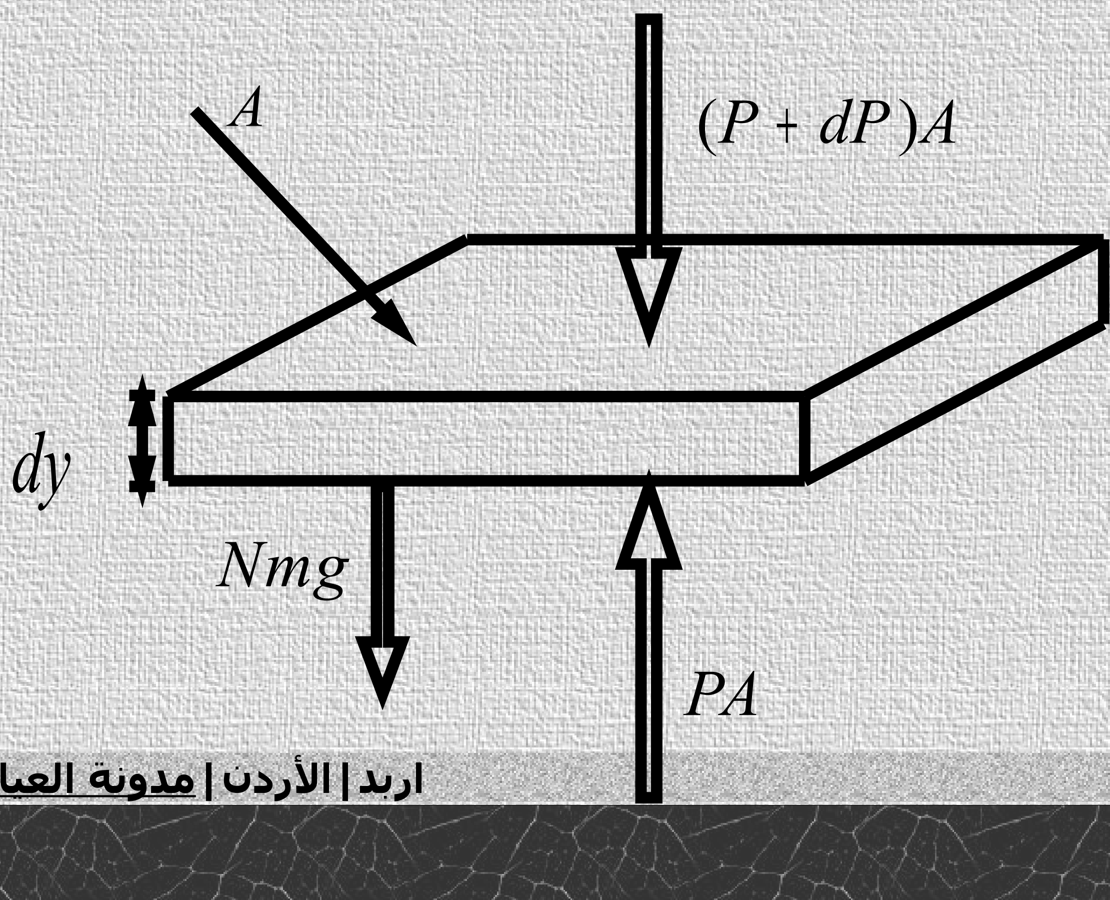
$C_p = 4R$ 3.4.17

و النسبة بين الحرارة النوعية عند ثبات الضغط و ثبات الحجم تساوي

$\gamma = \frac{4}{3}$ 3.4.18

قانون بولتزمان للتوزيع

قبل أن نبدأ بشرح توزيع بولتزمان سنشرح بما يُسمى التوزيع الأسي الجوي (Exponential Atmosphere) .



- الشكل 3.5.1 -

هنا سنحاول أن نعرف التوزيع لجزيئات الغلاف الجوي ، و سـنحاول أن نحسب نسبة توزيع كل جزيء بالنسبة لوحدة الحجم لكل خط طول في الكرة الأرضية ، لكن هنا يجب علينا أن نعتبر أن درجة الحرارة في كل الغلاف الجوي ثابتة.

في الشكل (2.5.1) يمثل رسم لمقطع حجمي متناهي بالصغر من الغلاف الجوي و على هذا تُؤثر عدة قوى من اتجاهات مختلفة و كما نعلم فإن ($F=PA$) و الذي سنفعله الآن هو حساب القوة المحصلة لهذه القوى.

$$PA-(P+dP)A=N\,mg \quad \text{....................} \quad 3.5.1$$

و الآن سنتعرف على شيء جديد يُسمى (بالكثافة العددية) و هو يُعطى وفقاً للمعادلة التالية.

$$n_V=\frac{N}{V} \quad \text{..} \quad 3.5.2$$

و بتعويض المعادلة (3.5.2) في المعادلة (3.5.1) نحصل على ما يلي.

.... 3.5.3

$$dP\,A=-m\,g\,n_V\,V$$

و لكن كما في الشكل (3.5.1) فإن ($V=A\,dy$) و بتعويض هذه الكمية بالمعادلة (2.5.3) و تبسيطها تصبح المعادلة كما يلي

$$dP=-m\,g\,n_V\,dy \quad \text{..} \quad 3.5.4$$

الآن و لنكمل حساب هذه المعادلة سنرجع للمعادلة (1.3.5) و نعوض بها المعادلة (3.5.2) فإن المعادلة (1.3.5) كما يلي

$$P=n_V\,k_B\,T \quad \text{..} \quad 3.5.5$$

باشتقاق المعادلة (3.5.5)

$$dP=k_B\,T\,dn_V \quad \text{...................................} \quad 3.5.6$$

و بتعويض المعادلة (3.5.6) في المعادلة (3.5.4)

$$\frac{dn_V}{n_V}=\frac{-mg}{k_B\,T}dy \quad \text{...............................} \quad 3.5.7$$

و بإجراء التكامل للطرفين نحصل على الصيغة النهائية لتوزيع الضغط الجوي الأسي

$$n_V(y)=n_0\,\mathrm{e}^{\frac{-m\,g\,y}{k_B\,T}} \quad \text{..} \quad 3.5.8$$

حيثُ (n_0) الكثافة العددية عندما ($y=0$)

و بتعويض المعادلة (3.5.8) في المعادلة (3.5.5) نحصل على صيغة أخرى للتوزيع

$$P=P_0\,\mathrm{e}^{\frac{-m\,g\,y}{k_B\,T}} \quad \text{......................................} \quad 3.5.9$$

حيثُ

$$P_0=n_0\,k_B\,T$$

لـو نرجـع للمعادلـة (3.5.8) نلاحـظ أن ($mgy=U$) حيـثُ (U) هـي طاقـة الوضـع و بهـذا نسـتطيع أن نصـيغ المعادلـة (2.5.8) بطريقة أخرى.

$$n_V(U)=n_0 e^{\frac{-U}{k_B T}}$$ 3.5.10

و بما أن الجزيئات تستطيع أن تحمل أي نوع من الطاقة فنستطيع أن نصيغ معادلة التوزيع مرة أخرى بدلالة الطاقة بشكل عام.

$$n_V(E)=n_0 e^{\frac{-E}{k_B T}}$$ 3.5.11

و هذا هو قانون بولتزمان للتوزيـع:" احتماليـة إيجـاد الجـزيئات فـي طاقة مقسمة يتباين مع قوة(أس) سالب الطاقة مقسومة على ($k_B T$).

قانون ماكسويل- بولتزمان للتوزيع

قانون التوزيع بالنسبة للغلاف الجوي الأسي و بولتزمان كان نسبةً لكثافة العدد n_V و هو عدد الجزيئات نسبة للحجم.
لكن هذه الجزيئات المحصورة داخل حجم معين تكون لها سرع مختلفة نتيجة للحركة و التصادم و الضغط و باعتبار أن هذه الجزيئات لا تعتمد على درجة الحرارة ، ستكون لها سرع متفاوتة و مختلفة وقتها سيوجد لنا ما يسمى متوسط السرع الأكثر احتمالية و السرع المتوسطة بشكل عام .
فكانت رؤية العالم الكبير "ماكسويل" أن قانون التوزيع يجب أن يكون معتمد صراحةً على السرعة و ليس ضمنياً ، لأن بهذه الطريقة سنستطيع تفسير الحدث بصورة أدق (و الفيزياء حدث) و اعتمد على توزيع بولتزمان و صاغ بحيث يكون توزيعاً بالنسبة للسرعة ، و لذلك سمي هذا التوزيع بتوزيع " توزيع ماكسويل -بولتزمان".

$$N_v = 4\pi N \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{(3/2)} v^2 e^{\frac{-mv^2}{2k_B T}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad 3.5.12$$

المسار الرئيسي الحر

المســـار الرئيســـي الحـــر: هـــو المســـافة المتوســـطة بيـــن تصـــادم الجزيئات.

و قانونه

$$l = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n_V} \quad \text{.............................} \quad 3.5.13$$

و دورية التصادم تُعطى كما يلي

$$f = \sqrt{2}\pi d^2 n_V = \frac{\bar{v}}{l} \quad \text{.............................} \quad 3.5.14$$

الفصل الرابع 4

في هذا الفصل سيتم التعمق فأكثر في علم الديناميكا الحرارية ، حيث سنتعرض لدراسة بعض من تطبيقات هذا العلم في الحياة اليومية و ربط معطياته مع بعض الأحداث الطبيعية.

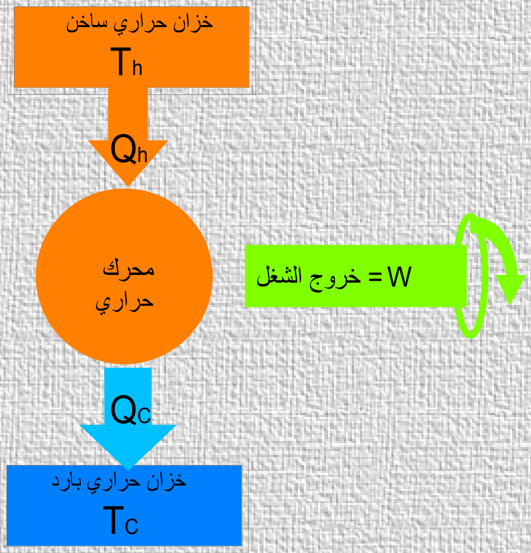
و سيتم طرح بعض الأمور الجديدة عما سبق و الشيقة في نفس الوقت مثل (الأنتروبيا) و تداخلاتها و تفسيراتها الفيزيائية المبهمة ليومنا هذا.

و ليس من باب ذكر شيء لن يتم شرحه في هذا العمل و لكن سنكون منه كالعابرين و أيضاً سيكون له شرح في أعمال أخرى بإذن الله، هذا العلم اتسعت حدوده حتى أنه صار يربط مع علم الكون و الميكانيكا الحديثة ، حتى أنّه صار لكل علم فيزيائي ارتباط بالميكانيكا الحرارية.

ربما هنا سنتعرف سوية على تأثير الفوضى و الافوضى في النظام المصغر و الكوني بنظرة شمولية عابرة.

المحركات الحرارية و قانون الديناميكا الحرارية الثاني

إن فكرة المحركات الحرارية نشأت كما ذكرنا سابقاً في أوروبا في عهد الثورة الصناعية ، و مبدأ عمل هذه المحركات تقوم على مبدأ تحويل الطاقة الحرارية إلى طاقة ديناميكية ، لقد كانت عملية إنتاج طاقة حرارية عملية سهلة و بسيطة في ذلك العصر غير أن فكرة تحويلها إلى طاقة ميكانيكا كانت هي المعضلة.
و كما فصلنا سابقاً أن الحرارة تنتقل من الجسم الذي درجة حرارته أعلى إلى الجسم الذي درجة حرارته أقل و من هذا المنطلق ، استثمر العلماء هذه الفكرة لإنتاج طاقة ميكانيكية من طاقة حرارية .



- الشكل 2.1.1 -

الشكل المجاور يوضح مبدأ عمل المحرك الحراري حيث أن الخزان الحراري الساخن يكون ناتج عن احتراق الوقود مما يزيد ضغط الغاز المحصور بسبب الحرارة فتزداد طاقتها الحركية و بما أن الحرارة تنتقل من الجسم الذي درجة حرارته أعلى إلى الجسم الذي درجة حرارته أدنى فإن الغاز سيسير من الخزان الساخن إلى الخزان البارد مما يؤدي إلى تحريك المكبس (المحرك الحراري) و تكون حركة المكبس حركة خطية و لكنها و بتأثير من عمود مرفقي تتحول الحركة من حركة خطية إلى حركة دورانية ، و هنالك المزيد من التفاصيل الميكانيكية غير موضحة بالشكل و لكن إن المهم في ذلك هو أن هذا الذي يحرك المكبس هو الشغل الميكانيكي الناتج من الحرارة.

بصياغة أخرى نستطيع أن نقول أن كمية من الحرارة الساخنة (Q_h) من خزان الحرارة ذو درجة حرارة مرتفعة إلى المحرك الحراري و تعتبر هذه الحرارة هي الدخل الرئيسي من الطاقة للمحرك التي يحولها إلى شغل ميكانيكي و الجزء الآخر أو المتبقي من الطاقة يذهب إلى خزان الحرارة البارد (Q_C) الذي يُسمى بالعادم الحراري و عادةً ما يكون خزان مملوء بالهواء.

الآن سنحاول أن نطبق قانون الديناميكا الحراري الأول على فكرة المحرك الحراري.

$$Q_{net}=Q_h-Q_C=W+\Delta U \qquad 4.1.1$$

و لكن معدل التغير النهائي للطاقة الداخلية خلال دورة ميكانيكية واحدة يساوي صفراً[4] أي أن معادلة المحرك الكهربائي ستصبح.

$$Q_{net}=Q_h-Q_C=W \qquad 4.1.2$$

و الآن نأتي للشيء المهم في هذا المحرك و هو حساب كفائته، و كفاءة المحرك تُعطى وفق القانون التالي:-

$$\text{الكفاءة}=\frac{W}{Q_h} \qquad 4.1.3$$

و نلاحظ من المعادلة (4.1.3) أن كفاءة المحرك الكهربائي هي نسبة الشغل الميكانيكي الناتج من العملية الحراري بالنسبة لكمية الحرارة المعطاة للعملية الحرارية.

و الآن بتعويض المعادلة (4.1.2) في المعادلة (4.1.3) تصبح كفاءة المحرك الكهربائي كما يلي:-

$$\text{الكفاءة}=\frac{Q_h-Q_c}{Q_h} \qquad 4.1.4$$

---

4 أي أن طاقة الوضع للنظام محافظة

و بتبسيط المعادلة (4.1.4) تصبح كما يلي:-

$$\text{الكفاءة} = 1 - \frac{Q_c}{Q_h} \qquad 4.1.5$$

و تلاحظ من المعادلة (4.1.5) أن كفاءة المحرك الحراري تعتمد على قيمة العادم الحراري (Q_c) فلو أن قيمة العادم الحراري تصبح صفراً ، فتكون قيمة كفاءة المحول وقتها أعلى قيمة مئة بالمئة.
و هذا ضرب من الخيال لأنه لو كانت قيمة العادم الحراري صفراً لما انسابت حرارة أصلاً و سنعيد و نثبت هذا الكلام بطريقة أخرى في فصول لاحقة عن طريق تعريف الأنتروبيا لاحقاً.

قانون الديناميكا الحراري الثاني

و من مبدأ فكرة عمل المحرك الحراري أتت صياغة قانون الديناميكا الحراري
" الطاقة لا تعبر من الجسم البارد إلى الجسم الساخن".
و سنعيد صياغة هذا القانون أيضاً بالاعتماد على مفهوم الأنتروبيا لاحقاً
.

"و من هنا نستطيع أن نقول أنه لا نستطيع أن نصنع آلة حلقية يكون تأثيرها الوحيد مستمر في نقل الطاقة من جسم إلى آخر عند درجة حرارة مرتفعة بدون طاقة داخلة"

و نرى أيضاً أن قانون الديناميكا الحرارية ما هو إلا امتداد لقانون الديناميكا الحراري الأول فإن حاصل طرح الشغل من الحرارة هو الطاقة الداخلية للنظام و لكن سنحده بشرط جديد أن الطاقة لا تعبر من الجسم البارد إلى الجسم الساخن إلا عن طريق طاقة خارجية.

لماذا تُوضع الأجسام المثالية بالفيزياء و تُدرس؟

قبل أن نبدأ بشرح فكرة عمل محرك كارنت الأساسية أود أن أوضح فكرة ظهور الحالات المثالية بعالم الفيزياء بشكلٍ عام. و ما المغزى منها؟

كثيرٌ منا ما يسمع كلمة الغاز المثالي أو الجسم الأسود المثالي .....الخ ، و عنصر المفاجأة يكمن بأن لهذه الأمور المثالية قوانين رياضية نعمل عليها و مسائل لا متناهية تختلف في حدتها من السهل إلى المعقد .
فيتبادر لذهن البعض منا إن لم يكن المعظم ، "بما أن هذه الأمور مثالية ، لما ندرسها ؟! لما نفكر بها ؟!و هي غير موجودة على أرض الواقع.

إن الفكرة من وضع هذه الأمور المثالية . ما هو إلا لحل المشاكل و المعضلات الامثالية " الطبيعية أو الواقعية ".
و كيف ذلك ؟!
كل مسألة و معضلة فيزيائية أو طبيعية لها حدٌ أعلى و حدٌ أدنى ، و نقصد بقولنا هنا حد أعلى أو أدنى ، إمكانية حدوثه أو تأثيره أو الحد الذي يسمح بحدوثه أو لا.
و هنا نقصد الكميات الفيزيائية المتغيرة و ليست الثابتة ، فالثابت ثابت و لن يتغير " إلا تحت ظروف معينة كاختلاف الوسط و لكن تظل قيمته داخل كل وسط أو مجال ثابتة و لا تتغير".
تخيل مسألة الحد ببساطة كأنها خط الأعداد البسيط و الكمية الفيزيائية ما هي إلا كمية الدخل ربحاً أو خسارة لمصنع محدود الإنتاج ، في عالم الاحتمالات و الإحصاء قد تصل نسبة دخل المصنع للمالانهاية ربحاً أو خسارةً.
و لكن الفيزياء كالمنطق فهذا المصنع المحدود الإمكانيات لن تصل أرباحه للمالانهاية و لن تصل خسائره للمالانهاية .
و عندما نريد أن نضع معادلة لخط بيع المصنع ، سنضعها بدايةً محدودة و لكن مع مرور الزمن و حدوث ما لم يكن يتوقع سنضطر لنزيد من حدود المعادلة العليا و الدنيا ، و هكذا ....
فكان من البد عدم وضع سقف أعلى للحدود العليا و الدنيا ، إلا المالانهاية

التي نعلم جميعا أن لن يصل إليها أحد.حالها من حال الجسم المثالي الغير موجود على أرض الواقع.

و نستطيع تشبيه هذا الأمر بطريقة أخرى عن طريق ترابط علم النفس و الفلسفة بالفيزياء.
و هذه الطريقة ببساطة تكمن في كيفية تعامل الشخص مع البشر المحيطين به ، و عن كيفية أخذ الانطباع الحقيقي لكل شخص يتم التعامل معه .
فلنتعامل مع هذه القضية بروية و تأني فكلنا بشر و لا أحد من البشر سيبلغ صفات مثالية أبداً لا بالحُسن و لا بالسوء.
فكلنا ندرك أنه لا يوجد بشرٌ ملاك و لا شيطان ، و لكن هناك من البشر من تصل درجة سوء الخُلق به إلى حد الشياطين ، و آخر تصل به درجة حسن الخُلق إلى حد الملائكة و هذا القول و ذاك ما هو إلا من صيغة المبالغة ، و باللغة العلمية نقول عنه تقريب.
و من هنا نستطيع أن نضع الأسس الصحيحة للتعامل مع كافة نوعيات البشر ، فإن بلغت صفاته الحميدة لذروتها فهو ملاك – و تذكر أن ليس هنالك أي بشرٍ ملاك- و إن بلغت صفاته الذميمة ذروتها فهو شيطان – و تذكر أن ليس هنالك أي بشرٍ شيطان-.
بعد أن تم وضع عملية الأسس للتعامل مع كافة منحنيات البشر ،من عند هذه النقطة تبدأ عملية تساقط الأقنعة ، فنتعامل مع الشخص ذو الخُلق الحسن معاملة الملاك تماماً إلى أن تبدأ عملية ظهور حقيقته شيئاً فشيئاً فنضع له الحدود الملائمة للتعامل معه فور ظهور كل عادة أو طبع سيء به بالرغم من أنه يُعد شخصاً جيد ، و بالعكس تماماً مع الشخص السيئ نعامله معاملة الشيطان إلا أن تظهر به بعض العادات الحميدة فنحدد درجة سوءه .
و هكذا هي الفيزياء نضع الأشياء المثالية الغير موجودة لنتمكن من وضع الحدود لكل حالة حقيقية.
أتمنى أن أكون قد وُفقت بإيصال الفكرة هذه و أنها لم تكن عليك عزيزي القارئ مملة بل مشوقة.

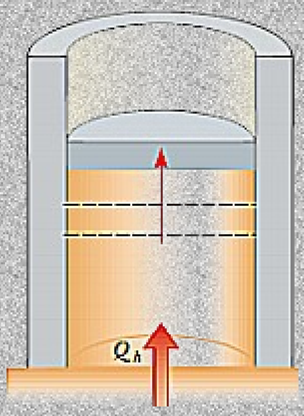
محرك " كارنت"

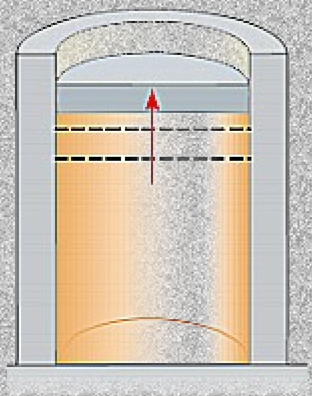
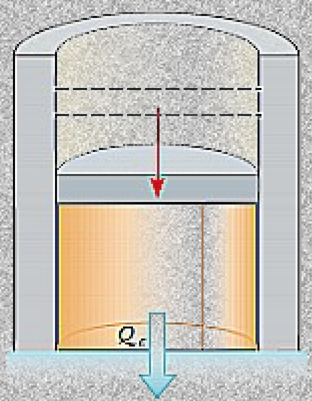
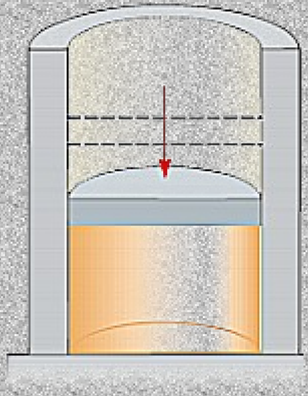
محرك كارنت هو محرك حراري مثالي و أُطلق عليه هذا الاسم نسبة للعالم الفرنسي الكبير كارنت، إذ شرح وضعية هذا المحرك النظرية.
و هذا المحرك هو محرك حراري مثالي و لا يوجد محرك آخر في الطبيعة له فعالية أكبر من محرك كارنت.

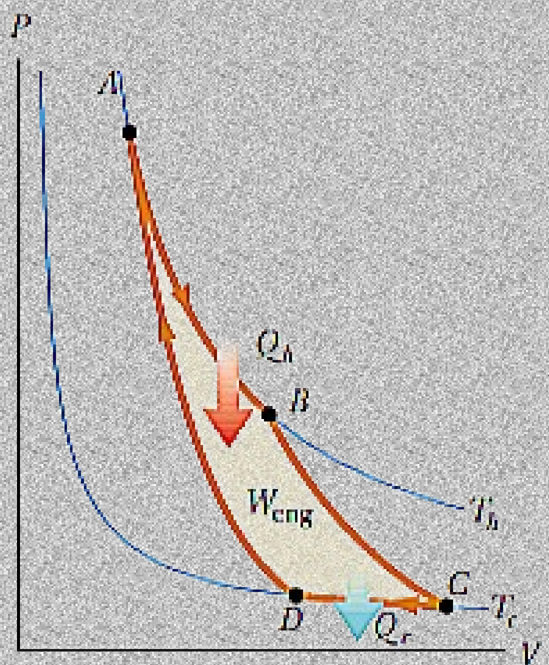
مبدأ عمل محرك كارنت:-

تقوم فكرة عمل محرك كارنت على وجود غاز مثالي ، موضوع داخل أسطوانة في نهايتها مقبض حر الحركة قابل للتمدد، بحيث تكون الأسطوانة و الجدران و الغاز في حالة عدم توصيل حراري.
و حاله من حال أي محرك حراري سيخضع لقوانين الديناميكا الحرارية و سيكون بين درجتي حرارة مختلفتين ، درجة حرارة ساخنة T_h و درجة حرارة باردة T_c ، و يكون هذه المحرك يتحرك تحت عمليتين تحت درجة حرارة ثابتة (isothermal process)و تحت أخريين تحت ثبات الطاقة الحرارية (adiabatic process).
سنقسم عمل هذا المحرك إلى أربع خطوات.

1- ينتقل الغاز من النقطة (A) إلى النقطة (B) بتمدد تحت درجة حرارة ثابتة (T_h) و يمتص الغاز حرارة قيمتها (Q_h) ، بحيث يُوضع الغاز بحالة توصيل حراري فيبذل الغاز شغلاً على النظام (W_{AB}).



2- في الحالة الثانية ينتقل الغاز بتمدد من النقطة (B) إلى النقطة (C) بحيث أن قاعدة الأسطوانة تُستبدل بجدار غير موصل للحرارة ، فيتمدد الغاز تحت ثبات الطاقة الحرارية و بهذه الحالة لا تدخل طاقة للنظام و لا تخرج منه و لكن تتناقص درجة الحرارة من (T_h) إلى (T_c) و يبذل الغاز شغلاً على النظام مقداره (W_{BC}).	
3- في الحالة الثالثة يُوضع الغاز بحالة توصيل حراري مع طاقة عند درجة الحرارة (T_c) و ينضغط الغاز تحت درجة حرارة ثابتة ، فيخرج الغاز طاقة باردة (Q_C) ، و يبذل النظام بهذه الحالة شغلاً على الغاز مقداره (W_{BC}).	
4- في الحالة الأخيرة قاعدة الأسطوانة تُستبدل بجدار غير موصل ، و بهذه الحالة ينضغط الغاز تحت ثبات الطاقة ، و درجة حرارة الغاز تزداد إلى أن تصل إلى (T_h), ويبذل النظام في هذه الحالة شغلاً على النظام مقداره (W_{DA}).	



الشكل ٤.٣.١
المخطط البياني للضغط و الحجم لمحرك كارنت

و يجدر بنا القول ثانيةً أن محرك كارنت هو كان الخطوة الأساسية لوضع اللبنة الأساسية لدراسة المحركات الحقيقية (محركات الغازلين و الديزل).
و الشغل الكلي لمحرك كارنت (W_{eng}) يساوي المساحة المحصورة تحت المنحنى بالشكل أعلاه، وبما أن النظام محافظ فإن الطاقة الداخلية الكلية للنظام تساوي صفر ($\Delta E_{internal}=0$) ، وبهذا يكون الشغل الكلي لمحرك كارنت يساوي الفرق بالطاقة بين الطاقة الداخلة و الخارجة من و إلى النظام.

$W_{eng}=|Q_h|-|Q_c|$ 4.3.1

حساب كفاءة محرك كارنت

بالرجوع للمعادلة (4.1.3) فإن كفاءة أي محرك تُعطى بالعلاقة التالية.

$$\text{الكفاءة} = \frac{W}{Q_h}$$

و بتعويض المعادلة (4.3.1) في المعادلة (4.1.3) فتصبح عندنا كفاءة المحرك المثالي (محرك كارنت) كما يلي:-

$$e = \frac{W_{eng}}{Q_h} = \frac{Q_h - Q_c}{Q_h} = 1 - \frac{Q_c}{Q_h} \quad .... \quad 4.3.2$$

و الآن سوف نصيغ العلاقة ($\frac{Q_c}{Q_h}$) بطريقة أخرى ، فلنتتبع مقدار الطاقة في مرحلتين من مراحل محرك كارنت (الباردة و الساخنة) .

1- $$|Q_h| = |-W_{AB}| = nRT_h \ln\left(\frac{V_B}{V_A}\right) \quad .... \quad 4.3.3$$

لأن الشغل تحرك تحت ثبوت درجة الحرارة ارجع للمعادلة (2.11.3)

2- $$|Q_C| = |-W_{CD}| = nRT_C \ln\left(\frac{V_C}{V_D}\right) \quad .... \quad 4.3.4$$

الآن و بقسمة المعادلة (4.3.3) على المعادلة (4.3.4) ينتج لدينا ما يلي:-

$$\frac{|Q_h|}{|Q_c|} = \frac{T_h}{T_c} \frac{\ln(V_B/V_A)}{\ln(V_C/V_D)} \quad .... \quad 4.3.5$$

و بما أن هناك مرحلتين في محرك كارنت تسيران على حالة ثبوت الطاقة فإنه ستنطبق عليهما المعادلة (3.3.10) و سنطبقها هنا لمعرفة مقدار النسبة بين لوغاريتم الحجم في المعادلة (4.3.5).

$$PV^{\gamma}=costant \quad \rightarrow \quad P_i V_i^{\gamma}=P_f V_f^{\gamma}$$ 4.3.6

و بتعويض المعادلة (1.3.1) في المعادلة (4.3.6) فستصبح المعادلة لدينا كما يلي:-

$$\frac{nRT_i}{V_i}V_i^{\gamma}=\frac{nRT_f}{V_f}V_f^{\gamma} \quad \rightarrow \quad T_i V_i^{(\gamma-1)}=T_f V_f^{(\gamma-1)}$$ 4.3.7

الآن سنطبق المعادلة (4.3.7) على الحالتين اللتان تسيران على مبدأ ثبوت الحرارة في محرك كارنت و هما الحالة الثانية و الرابعة.

$$T_h V_B^{(\gamma-1)}=T_c V_C^{(\gamma-1)}$$ 4.3.8

$$T_h V_A^{(\gamma-1)}=T_c V_D^{(\gamma-1)}$$ 4.3.9

و بقسمة المعادلة (4.3.8) على المعادلة (4.3.9) نحصل على ما يلي:-

$$\left(\frac{V_B}{V_A}\right)^{(\gamma-1)}=\left(\frac{V_C}{V_D}\right)^{(\gamma-1)} \quad \rightarrow \quad \left(\frac{V_B}{V_A}\right)=\left(\frac{V_C}{V_D}\right)$$ 4.3.10

و بتعويض المعادلة (4.3.10) في المعادلة (4.3.5) تصبح لدينا العلاقة بين الحرارة كما يلي :-

$$\frac{|Q_h|}{|Q_c|}=\frac{T_h}{T_c}\frac{\ln(V_B/V_A)}{\ln(V_C/V_D)} \quad \rightarrow \quad \frac{|Q_h|}{|Q_c|}=\frac{T_h}{T_c}$$ 4.3.11

و بتعويض المعادلة (4.3.11) في المعادلة (4.3.2) تُصبح كفاءة محرك كارنت كما يلي:-

$$e=1-\frac{T_c}{T_h}$$ 4.3.12

الأنتروبيا

الأنتروبيا هذا المصطلح الجديد على بحر الديناميكا الحرارية ، الذي وضعه كلوزيوس في منتصف القرن التاسع عشر ليتمكن من وصف الحقيقة التي تقول أن الحرارة تنساب من الجسم الساخن إلى الجسم البارد ، و الجميل في الموضوع أن مفهوم الأنتروبيا و قانونها الرياضي أتى بدايةً بمحض الصدفة ، و ما أجملها من صدفة.
و لنتعرف سويةً على الأنتروبيا يجب علينا أولاً ، أن نرتحل قليلاً بين مفاهيم النظام و اللانظام و الفوضى و اللافوضى.

النظام و اللانظام

أحب أن أذكر قوله تعالى {و ما أوتيتم من العلم إلا قليلاً}، و تفسير الإنسان يظل محدوداً مع حدود إمكانياته التي وهبها إياه الله جل جلاله.
فخالق هذا الكون البديع ، خلقه في ستة أيامٍ ثم استوى على العرش ، خلقه في أجمل تقويم و إبداع و لم يترك صغيرةً و لا كبيرة في هذا الكون الواسع إلا و لها سببٌ لوجودها و تسير وفق نظامٍ عال الدقة لم يتوصل إليه البشر ليومنا هذا و ربما لن يتوصلوا له.
و كضرب مثال عابر لا مفصل ، كان يظن العلماء سابقاً أن الاستقرار و خاصةً للأجسام يكون في سكونها و عدم الحركة ، و اتضح لاحقاً أن استقرار الأجسام يكون في حركتها الدائمة المنتظمة، فنرى أن حركة الأجسام و المواد بطبيعتها تُعتبر شيء عشوائي لا نظامي و الحركات المرغوب بها من قبل الإنسان لهذه الحركة هي الحالات النظامية.

النظام تقابله كلمة اللافوضى ، و اللانظام تقابله كلمة الفوضى ، فما هو النظام و اللانظام و الفوضى و اللافوضى؟
تخضع العمليات التي تحدث في الديناميكا الحرارية ، لقوانين الإحصاء و الاحتمالات ، وقانون الديناميكا الحراري الثاني الذي تحدثنا عنه سابقاً تحديداً يخضع لهذا المبدأ.

فيُعتبر النظام (اللافوضى) حالة مثالية ضئيلة الاحتمال لحركة غير طبيعية للغازات ، أم الفوضى (اللانظام) فهي الحركة الطبيعية للغازات التي تحدث دون تدخل من الإنسان و نسبة احتمال حدوثها عالية جداً.
و داخل العمليات الإحصائية الحرارية هناك حالات تُدعى بالحالات الماكروئية و حالات ميكروئية سنتعرف عليها لاحقاً.
و لنستوعب معاً فكرة النظام و اللانظام ، سنأخذ هذا المثال.
فلنتخيل أن لدينا حجري نرد، و نريد أن نرميهما سويةً و نرى احتمالية الأحداث الناتجة بعد رمي حجري النرد مع إهمال الأحداث المتكررة، و الجدول (4.4.1) يوضح هذه الاحتمالات.

- الجدول 4.4.1 -

الحدث / الرقم	1	2	3	4	5	6
الأول	2	0	0	0	0	0
الثاني	0	2	0	0	0	0
الثالث	0	0	2	0	0	0
الرابع	0	0	0	2	0	0
الخامس	0	0	0	0	2	0
السادس	0	0	0	0	0	2
السابع	1	1	0	0	0	0
الثامن	1	0	1	0	0	0
التاسع	1	0	0	1	0	0
العاشر	1	0	0	0	1	0
الحادي عشر	1	0	0	0	0	1
الثاني عشر	0	1	1	0	0	0
الثالث عشر	0	1	0	1	0	0
الرابع عشر	0	1	0	0	1	0
الخامس عشر	0	1	0	0	0	1
السادس عشر	0	0	1	1	0	0
السابع عشر	0	0	1	0	1	0
الثامن عشر	0	0	1	0	0	1
التاسع العشر	0	0	0	1	1	0
العشرون	0	0	0	1	0	1
الحادي و العشرون	0	0	0	0	1	1

الآن سنوضح ماذا تعني حالة ماكروئية و حالة ميكروئية ، إن احتمالية كل الأحداث التي تظهر بالجدول أعلاه مع 15 عشر حالة أخرى غير موجودة (لأننا أهملنا التكرار) ، هي الحالات الممكنة فقط إحصائياً و رياضياً ($6^2=36$).
فنحن أهملنا من الحجر الذي سيظهر عليه الرقم مثل الحدث الحادي عشر فهنالك احتمال أن يكون الحجر الأول من يظهر عليه الرقم 1 و الحجر الثاني من يظهر عليه الرقم 6 و العكس صحيح.
الآن نستطيع أن نسمي كل حدث من الأحداث الواحدة و العشرين التي تظهر بالجدول أعلاه بالحالة الماكروئية ، و بلغة أخرى فالحالة الماكروئية هي الحالة الكلية لحدث معين محتوية تكرار ذلك الحدث.
و لنعود الآن للحدث الحادي عشر فهو حالة ماكروئية أيضاً ، و لكنه يحتوي بداخله على أكثر من ترتيب واحد كما هو موضح بالجدولين بالأسفل.

– الجدول 4.4.2 الطريقة الأولى -

الرقم الذي يظهر	الحجر الأول	الحجر الثاني
1	1	0
2	0	0
3	0	0
4	0	0
5	0	0
6	0	1

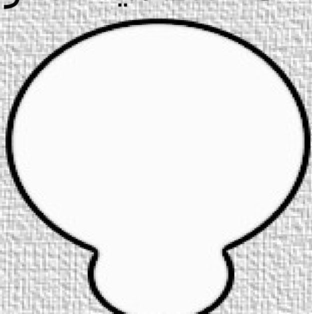
-الجدول 4.4.3 الطريقة الثانية -

الرقم الذي يظهر	الحجر الأول	الحجر الثاني
1	0	1
2	0	0
3	0	0
4	0	0
5	0	0
6	1	0

كل ترتيب أو طريقة يمكن أن نستنبطه من حدثٍ معين أو حالة ماكروئية معينة نسميه بالحالة الميكروئية (المجهرية).
و بهذا فإن كل حالة ماكروئية لها نفس احتمالية الحدوث ، أي أن احتمالية حدوث جميع الحالات الميكروئية المناظرة لحالة ماكروئية معينة متساوية.

الأن نستطيع أن نقول أن نسبة حدوث الحدث الأول و الثاني و الثالث و الرابع و الخامس و السادس واحدة و هي (1/36=0.028 ‰) و هي نسبة قليلة و احتمالية حدوثها قليلة.
بينما النسبة تكون أكبر في كل من الحدث السابع للحدث الواحد و العشرين فكل حالة نسبة احتمالية حدوثها تساوي (2/36=0.055 ‰) ,
و كل حالة من هذه الحالات تحتوي على حالات ميكروئية داخلها.
تخيل لو أننا ضاعفنا عدد أحجار النرد إلى 100 حجر فإن احتمالية كل الأحداث تساوي (6^{100}) و لنرى ما هي نسبة ظهور على كل الأوجه الرقم نفسه إن كان 1 و إن كان 6 فكل حالة من هذه الحالات الماكروئية لها نفس نسبة الحدوث ، و هي ($1/6^{100}$) و نلاحظ أنها نسبة قليلة جداً .
تخيل لو أنك صففت أحجار النرد جميعها بيدك بحيث يظهر على كل وجه نفس الرقم ، فتعد هذه الحالة ، حالة عالية بالنظام . و لو وضعنا الظروف المناسبة لإلقاء الأحجار جميعاً و نرميها بنفس الطريقة ، فتظل نسبة أن يظهر نفس الرقم على كل الأوجه، قليلة جداً.

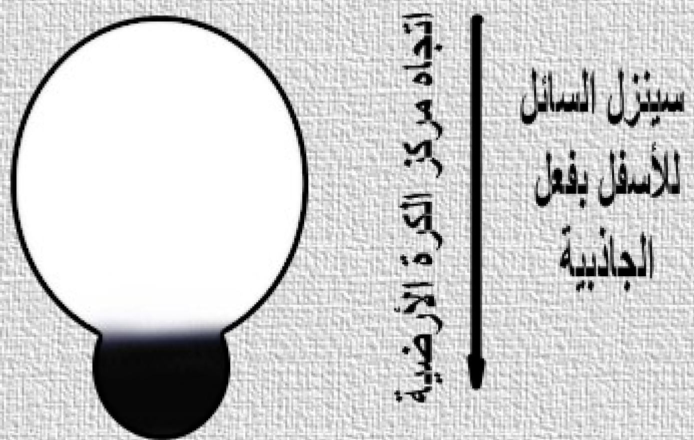
هذا المثال الذي طرحناه سابقاً (حجر النرد) و غيره الكثير من الأمثلة الإحصائية ، تشبه ما يحدث على أرض الواقع ، فالحالات النظامية تكون نسبة احتمالها قليلة جداً.



فلنفترض أنا لدينا وعاء مغلق على شكل دائرتين صغيرتين ، و كان هذا الوعاء فارغ و أردنا أن نملأه بسائلٍ معين كما هو موضح بالشكل المجاور.

الشكل 4.4.1

لننظر الآن للحالة الأولى التي يمكن أن يتواجد بها السائل.

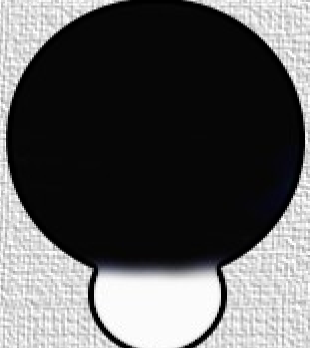


الشكل 4.4.2

فسنلاحظ أن السائل سيتجه نحو الدائرة الصغيرة بفعل الجاذبية و لن يتوزع بالوعاء كاملاً نظراً لقوة تماسك الجزيئات.

ما احتمالية أن يكون السائل بالدائرة الكبيرة؟

إن احتمالية وجود السائل بالدائرة العلوية فهو مستحيل بما أن لا تُوجد قوة خارجية تؤثر على السائل بحيث
تتفوق على قوة الجاذبية الأرضية و تجذب السائل للأعلى.
تخيل أننا وضعنا في الوعاء غاز و ليس سائل و نعلم جميعاً أن قوة التماسك بين جزيئات الغاز ضعيفة جداً و لا يشبه السائل، و قوة الجاذبية الأرضية عليه ستكون ضئيلة جداً.



الشكل 4.4.3

و بهذا سيتوزع الغاز على جميع أجزاء الوعاء و سينتشر به بكثافات مختلفة

وفق ظروف مختلفة نحن لسنا بصدد طرحها الآن.

و لو عدنا لنسأل نفس السؤال ثانيةً، ما احتمال أن يتواجد الغاز فقط في إحدى الدائرتين ؟بالوعاء الذي ذكرناه سابقاً.
إن نسبة احتمالية حدوث هذه الحالة شبه مستحيلة ، و لكنها بنفس الوضع حالة عالية بالنظام ، و لو فرضنا أننا وضعنا الغاز بإحدى الدائرتين و حصرناه و بعد وضعه تركنا له كامل الحرية ليفعل ما يحلو له.
فهل سيبقى الغاز بالدائرة التي وضعناه بها؟ هذا الاحتمال ضربٌ من الخيال.

نستطيع الآن أن نستنتج أن العمليات التي تكون نسبتها قليلة هي العمليات النظامية ، و العمليات التي نسبتها قليلة جداً هي عمليات الفوضى (اللانظامية).

و نستطيع أن نصيغ استنتاجنا بطريقة أخرى.

إذا سُمح لنظام ديناميكي حراري معزول مكون من أجزاء كثيرة بتغيير حالته تلقائياً، فإن هذه التغيرات تتم بحيث تؤدي إلى زيادة الفوضى (اللانظام) ، أو عدم نقصه في أحسن الأحوال.

بعد فهمنا لمبدأي النظام (اللافوضى) و اللانظام (اللافوضى) ، نستطيع الآن أن نعرف حاجتنا للأنتروبيا .
فنحن بحاجة لمعرفة كل المعلومات اللازمة عن أي نظام ديناميكي حراري حتى نستطيع دراسته و تطبيقه بصورةٍ مفيدة على أرض الواقع.
و كما ذكرنا سابقاً فإن الأنتروبيا من وضعها كلوزيوس ، و كانت مبدأ كلوزيوس بوصف كل نظام ديناميكي حراري بمتغيرات الضغط و الحرارة و الحجم و الطاقة الداخلية (U,P,V,T).
فكانت بداية الأنتروبيا بفرض أن كمية من الحرارة (Q) قد أضيفت إلى نظام

بطريقة انعكاسـية عنـد ثبـوت درجـة الحـرارة (T) فإن حاصل قسـمة كمية الحرارة على درجة الحرارة هو ما يُعرف بالأنتروبيا.

$$\Delta S=\frac{Q}{T}$$ 4.4.1

حيث:- (ΔS) هي الأنتروبيا (جول/كلفن)

(Q):- الحرارة (جول)

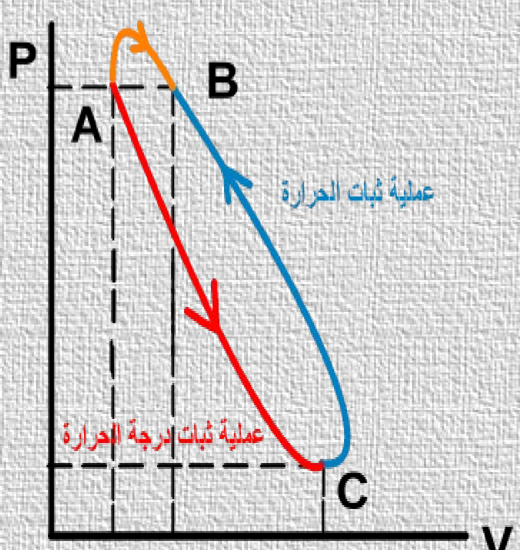
(T):- درجة الحرارة (كلفن)

و نلاحـظ أن الأنتروبيـا لا تتـم إلا عنـد عمليـات ثبـوت درجـة الحـرارة فكيـف يسـتطيع هـذا المصـطلح الجديـد أن يفسـر كـل حـالات النظـام بعمليـاته المختلفة.

و حل هذه المعضلة سيكون بسيطة مه هذه الخدعة الجميلة التي أتى بها كلوزيوس، و هي إذا أردنا أن ننقل غاز من حالة إلى حالة أو من نقطـة إلـى أخرى ، فإننا سننقله على عمليـتين الأولـى بثبـات درجـة الحـرارة و الثانيـة بثبات الحرارة ، و من المعلوم أن العملية الـتي تكـون بثبـات الحـرارة ، تكـون قيمة الحرارة (Q) تساوي صـفر و بهـذه الطريقـة تكـون أيضاً قيمـة الأنتروبيـا تساوي صفر . و بهذا يكون مقدار الأنتروبيا المحصـلة يسـاوي نفـس القيمـة للعملية فقط التي تسير وفق ثبات درجة الحرارة.

و نلاحظ من خلال الشكل المجاور أن الأنتروبيا في العملية من النقطة (B) إلى النقطة (C)يساوي صفراً .
أي أن ($\Delta S_{CB}=0$) و نستطيع أن نجد التغير في الأنتروبيا من النقطة (A) إلى النقطة (C)كما يلي.

$$\Delta S_{AB}=\Delta S_{AC}+\Delta S_{CB}$$ 4.4.2



الشكل 4.4.4

و بهذا وضع كلوزيوس حجر الأساس لثورة جديدة في علم الديناميكا الحرارية و هي الأنتروبيا .

فأصبحت الأنتروبيا هي المقدار الذي نعتمد عليها لنعرف مقدار الفوضى و اللافوضى لأي نظام.
فنستطيع أن نقول أن أي نظامين حرارين لهما نفس قيم (U,P,V,T) بالتأكيد وقتها أن لهما نفس الأنتروبيا.

و لكن و بمجيء الفيزيائي الكبير بولتزمان ، حين صاغ قانون الأنتروبيا بطريقة أخرى ، صار يُستدل بشكل جلي و واضح للعيان أن الأنتروبيا هي الشيء الموجود لوصف حالة الفوضى أو اللافوضى في النظام.
درسنا سابقاً أن كل حالة ماكروئية يمكن أن تحتوي بداخلها على عدة حالات ميكروئية ، و كلما ازداد عدد الحالات الميكروئية ازدادت نسبة حدوث الحالة الماكروئية.
فكانت صياغة بولتزمان للأنتروبيا كما يلي:-

$$S=k\ln\Omega \quad .... 4.4.2$$

حيث (Ω) هي عدد الحالات الميكروئية المناظرة لكل حالة ماكروئية، و نلاحظ أنه كلما ازداد عدد الحالات الميكروئية (Ω) فإن قيمة الأنتروبيا تزداد و من هنا نلاحظ أن قيمة الأنتروبيا لا يمكن أن تكون سالبة ($S\geqslant 0$) لأن أقل قيمة ل (Ω) تساوي 1 و عندها فإن قيمة الأنتروبيا تساوي صفر ($S=k\ln 1=0$) و (k) هو ثابت بولتزمان الشهير.

و بناءً على ذلك فإننا نستطيع أن نصيغ قانون الديناميكا الحراري الثانية بصيغة أخرى.

عندما تتغير حالة نظام ديناميكي حراري ، فإنها تتغير بحيث تزداد قيمة

الأنتروبيا ، أو تبقى كما هي على أحسن الأحوال.

الأنتروبيا و كفاءة المحرك

و لنعد الآن إلى المحرك الحراري و محرك كارنت و كفاءة المحرك ، فلقد قلنا سابقاً أننا سنعود لنثبت صورة كفاءة المحرك القصوى و التي هي نفسها كفاءة محرك كارنت ، لأنه محرك مثالي . و لكن عن طريق قانون الأنتروبيا هذه المرة.

بما أن المحرك الحراري تخرج منه طاقة (Q_h) و تدخل إليه طاقة (Q_c) فسنحسب الآن الأنتروبيا لكل حالة.

$$\Delta S_c = \frac{Q_c}{T_C} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 4.4.2.1$$

$$\Delta S = \frac{-Q_h}{T_h} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 4.4.2.2$$

و لكن و حسب القانون الثاني فإنه ينص على أن المجموع الكلي للأنتروبيا يجب أن يكون أكبر أو يساوي صفر.

$$\frac{Q_c}{T_c} - \frac{Q_h}{T_h} \geq 0 \quad \rightarrow \quad \frac{Q_c}{Q_h} \geq \frac{T_c}{T_h} \quad \rightarrow \quad \frac{Q_c}{Q_h} = \frac{T_c}{T_h} \quad \ldots\ldots\ 4.4.2.3$$

و بهذا فإن كفاءة المحرك القصوى تكون.

$$e = 1 - \frac{Q_c}{Q_h} = 1 - \frac{T_c}{T_h} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ 4.4.2.4$$

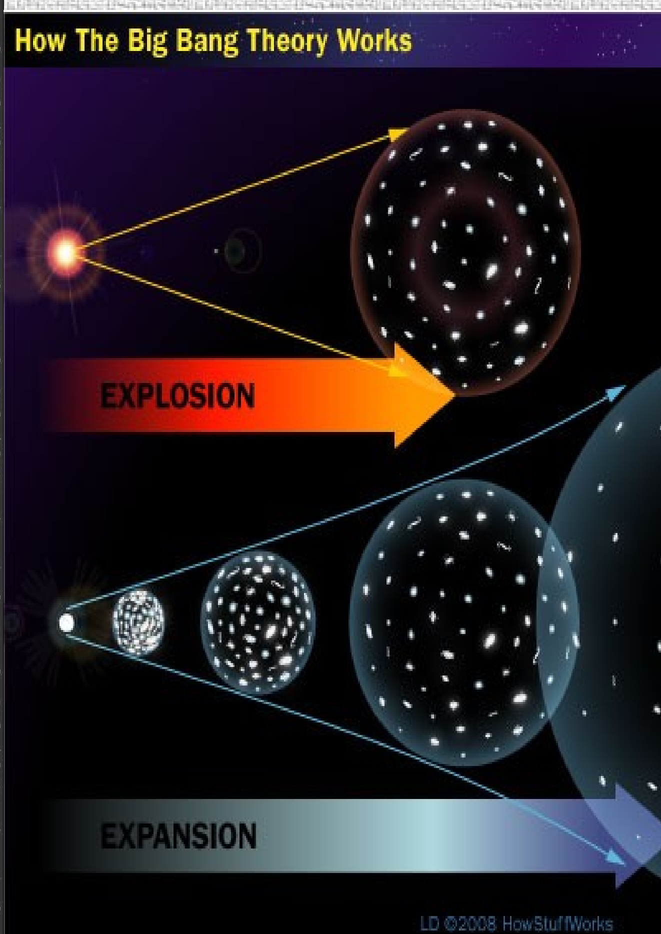
و هذه هي الكفاءة القصوى التي يمكن أن يصل لها أي محرك.

الأنتروبيا و نشأة الكون

أكثر نظرية لاقت رواجاً و كانت الأكثر إقناعاً ليومنا هـذا، حـول نشـأة الكـون ، هي نظرية الانفجار الأعظم (Big Bang).

و تنص هذه النظرية على أن كوننا هذا بكل اتساعه و حجمـه اللامتنـاهي ، كان في بدايته ، كتلة صغيرة الحجم هائلة الكثافة.

و أن هذه الكتلة تعرضت لطاقة هائلـة جـداً ممـا أدى إلـى انفجارهـا و تكـون أجزاء الكون شيئاً فشيئاً.



يظن العلمـاء أن شـكل هـذه الطاقـة في البداية كان طاقـة ضـوئية ، و مـا هي إلا عبارة عن فوتونات نقية.

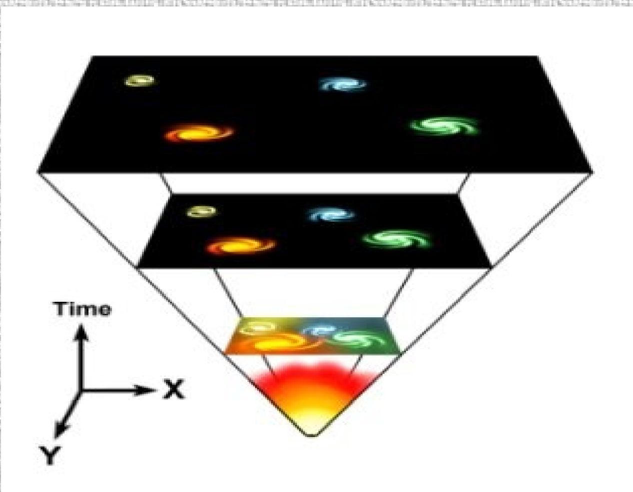
و لكن هذه الطاقة تحولت إلى طاقة حرارية " مبدأ حفظ الطاقة".

و عندما تعرضت الكتلة الأوليـة الـتي يتكـون منهـا كوننـا هـذا إلـى هـذه الطاقة فإن درجة حرارتها كانت ثابتة.

و الجميل في الموضوع أنـه بيـن كـل مرحلة تطور و أخرى لـم يكـن الزمـن كبير.

و هذا يدل على أن الكون تكـون فـي وقـت قليـل جـداً و مهمـل بالنسـبة لعمر الكون الكلي.

لكن ما بيـن كـل مرحلـة مـن مراحـل التطور ، كانت درجة الحرارة تتغير مـا



بين مرحلة و أخرى ، و لكنها تثبت عند كل مرحلة ، أي أن كل مرحلة تطور كان لها درجة الحرارة الخاصة بها الثابتة.

و بدأ ظهور مكونات المادة الأساسية شيئاً فشيئاً.

و من ثم بدأت تتكون العناصر الأساسية و هكذا إلى أن تكون الكون كله.

هنالك فرضية أعجبتني ، و يعتبر هذا الفرض أن ما يمر بالكون منذ لحظة نشوءه إلى لحظة موته المتوقعة، ما هو إلا حالة مثالية قابلة للعكس.

فحالة نظام الكون عندما حصل الانفجار الأولي ، كانت حالة عالية بالنظام و احتمالية حدوثها شبه مستحيلة ، و احتمالية عودتها مستحيلة ما لم تكون هناك حالة قابلة للعكس.

عند لحظة الانفجار أخذ النظام طاقة ، و لكن كانت حالة ماكروئية وحيدة عالية في الدقة و النظام و لا يمكن تكرارها، و بذلك تكون الأنتروبيا للنظام تساوي صفر.

$$S = k \ln \Omega = k \ln 1 = 0 \quad .... \quad 4.5.1$$

و بذلك نستنتج أن عملية الانفجار الأولية أنها تمت تحت عملية ثبات الحرارة

$$S = \frac{Q}{T} = \frac{0}{T} = 0 \quad .... \quad 4.5.2$$

و الآن الكون في حالة نضوج كامل و اتساع مذهل ، و حالة الفوضى به هائلة جداً ، فنستطيع أن نقول أن المعلومات عن نظام الكون لدينا كبيرة جداً و بذلك فإن الأنتروبيا وصلت ذروتها ($S = k \ln \Omega$) لأن (Ω) قيمتها كبيرة جداً.

و النظرة المتوقعة الآن لمستقبل الكون، و التي تتكلم عن نهايته ، إما أن يتجمع الكون في بطن ثقب أسود ، أو تبدأ أجزاءه بالتخامل ، حتى يعود الكون إلى حالة عالية في النظام كما كان سابقاً كتلة واحدة.

و لذلك اعتبر أصحاب هذه الفكرة أن خلق الكون و موته ما هي إلا حالة قابلة للعكس (مثالية) لأن بداية نشأته كانت مثالية.

المراجع

1- INTRODUCTION TO MODERN STATISTICAL MECHANICS (David Chandler)

2- STATISTICAL MECHANICS (KERSOH HUAHG)

Site:- al-ayadi.co.cc
Email:- dhifdedo@gmail.com
Mobile:- 00962786832673